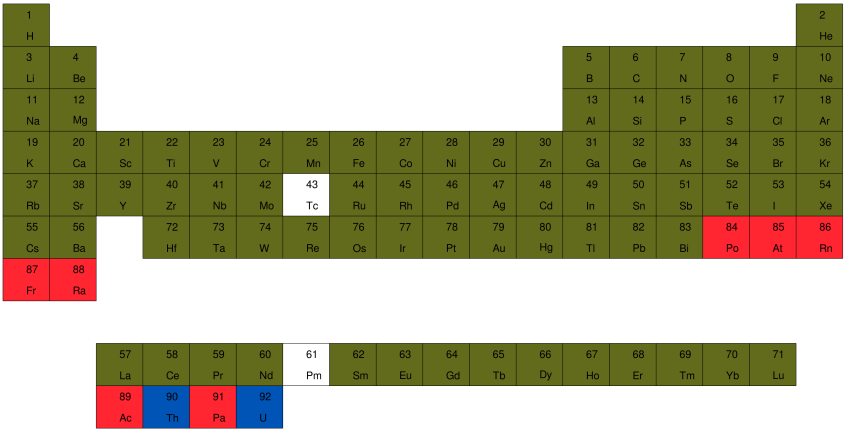
Министерство науки и высшего образования Российской Федерации

САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ
ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ ПЕТРА ВЕЛИКОГО

Физико-механический институт
Высшая школа прикладной математики и вычислительной физики

А. Н. Баженов

«Открытие атома» и изотопы. Оригинальные публикации и анализ данных



Санкт-Петербург
2026

УДК 519.6
ББК 22.1я73
Б16

Баженов А. Н. **«Открытие атома» и изотопы. Оригинальные публикации и анализ данных.** : учеб. пособие / А. Н. Баженов. — СПб. 2026. — 606 с.

В учебном пособии обсуждается широкий круг вопросов, связанных с изотопной тематикой, радио-активностью, исследованиями структуры атомов химических элементов.

Во введении поясняется методология публикации.

Первая часть пособия, в главы §§2-5, содержит изложение значимых исследований, физических и химических, с краткими комментариями. Исторический срез представляют публикации 1895-1913 гг., начиная с работ Беккереля, и заканчивая первыми исследованиями внутренней структуры атома («опыт Резерфорда»). Оригинальные экспериментальные работы подробно цитируются, с приведением табличных значений, так чтобы читатель мог составить собственное мнение о работе, самостоятельно обработать данные и оценить результаты исследований.

Вторая часть часть пособия, главы §§6-7, — математическая. В главе §6 цитируются математические работы, посвященные обработке экспериментальных данных. Среди них — пионерские публикации Э. фон Швейдлера, Н. Кэмпбелла, Г. Харди, К. Пирсона, Р. Фишера, А. Эрланга и Г. Бейтмана по статистическому анализу данных, теории массового обслуживания и решении цепочек дифференциальных уравнений. В главе §7 приводятся примеры обработки данных экспериментов методами теоретико-вероятностной и интервальной статистики. Глава содержит указатель на репозиторий с исходными кодами на языке `Octave`, с помощью которых производились вычисления.

В заключении даётся представление о состоянии атомной физики на 1914 г., в основном на основе материалов того времени.

Пособие предназначено для учащихся 4-го курса Высшей школы математики и прикладной физики Физико-Механического института Санкт-Петербургского университета Петра Великого по специальности «системное программирование» в рамках курса «Интервальный анализ» и учащихся 2-го курса магистратуры в рамках курса «Интервальная статистика».

Пособие адресовано также всем, кто интересуется естествознанием в различных областях и применению математики к решению практических задач.

Табл. 108. Ил. 179. Библиогр.: 441 назв.

Оглавление

Введение **10**

1 Введение **11**
1.1 Идея публикации и основная литература 11
1.2 Цитирование оригинальных работ 15
1.3 Пояснение названия 16
1.4 Дополнительная литература 17
1.4.1 Учебная литература 17
1.4.2 История науки и общенаучные аспекты 17
1.4.3 Классики науки — монографии 18
1.4.4 Классики науки — избранные труды 21

2 Радиоактивность **23**
2.1 Предыстория открытия радиоактивности 23
2.1.1 Загадочная «фосфоресценция» солей урана 23
2.1.2 Вакуумные трубки и катодные лучи 24
2.1.3 Рентгеновские лучи 25
2.2 Начало новой эры в физике — радиоактивность урана 26
2.2.1 Пионерские опыты Беккереля 27
2.2.2 Открытие Томпсона 30
2.3 Гамма-лучи 32
2.4 Новые радиоактивные элементы 35
2.4.1 Электрометрические измерения 35
2.4.2 Торий 38
2.4.3 Направления поиска новых радиоактивных элементов . 39
2.4.4 Полоний 41
2.4.5 Актиний 43
2.5 Радий 47
2.5.1 Спектр излучения радия 48
2.5.2 Получение металлического радия 50

2.5.3 Измерение атомного веса радия и его включение в таблицу Менделеева . . . 51
2.5.4 Единица измерения активности радионуклида . . . 55
2.6 Радон . . . 56
2.6.1 Эманация тория — Резерфорд . . . 57
2.6.2 Эманация тория — Дорн . . . 69
2.6.3 Эманация радия . . . 74
2.6.4 Эманация актиния . . . 79
2.6.5 Осознание свойств эманаций к 1913 г. . . . 79
2.7 Обзор исследований 1896-1903 г. . . . 80
2.7.1 Гамма-лучи . . . 93
2.7.2 Химические реакции, инициированные излучением . . . 94
2.7.3 Физиологические эффекты при воздействии радиационных лучей . . . 95
2.7.4 Эманации от радиоактивных веществ . . . 95
2.7.5 Наведенная радиоактивность . . . 97
2.7.6 Природная радиоактивность . . . 98
2.7.7 Промежуточные итоги . . . 98
2.8 Заключение . . . 99

3 Альфа-частицы и радиоактивные превращения 100
3.1 Детальное изучение распада урана. Рождение экспериментальной физики частиц. . . . 100
3.1.1 §1. Сравнение методов исследования . . . 102
3.1.2 §2. Поляризация и преломление . . . 102
3.1.3 §3 Теория ионизации газов излучением . . . 104
3.1.4 §4 Сложная природа излучения урана . . . 105
3.1.5 §5 Излучение различных соединений урана . . . 108
3.1.6 §6 Прозрачность веществ для двух типов излучения . . . 111
3.1.7 §19 Общие замечания . . . 113
3.2 Радиоактивные превращения . . . 115
3.2.1 Монреальский период . . . 115
3.2.2 Продукты радиоактивных изменений и их специфическая материальная природа . . . 116
3.2.3 Синхронизм между изменением и излучением . . . 118
3.2.4 Материальная природа излучений . . . 119
3.2.5 Закон радиоактивных изменений . . . 120
3.2.6 Консервативность радиоактивности . . . 121
3.2.7 Связь радиоактивного изменения с химическим изменением . . . 123
3.2.8 Энергия радиоактивных изменений и внутренняя энергия химического атома . . . 125

3.3 Альфа-частица . . . 128
3.3.1 Свойства альфа-частиц . . . 128
3.3.2 Теория радиоактивных изменений . . . 137
3.3.3 Ряды превращений радиоактивных веществ . . . 137
3.3.4 Самонагрев радия . . . 139
3.3.5 Гипотеза, что альфа-частица — ион гелия . . . 148
3.3.6 Поглощение альфа-частиц веществом . . . 150
3.3.7 Регистрация альфа-частиц электрическим методом . . . 157
3.3.8 Двукратный заряд альфа-частицы . . . 164
3.3.9 Вхождение гелия в состав атома . . . 172
3.4 Закон Гейгера-Неттола . . . 173
3.4.1 Эмпирическая форма закона . . . 173
3.4.2 Аналитическая форма закона . . . 181
3.5 Заключение . . . 182

4 Планетарная модель атома 183
4.1 Теоретические модели атома XIX в. . . . 183
4.2 Динамидная модель Ленарда . . . 185
4.3 Модель атома Томсона . . . 188
4.3.1 Устойчивость системы из положительных и отрицательных зарядов . . . 188
4.3.2 Применение вышеизложенных результатов к теории структуры атома . . . 190
4.3.3 Состав атома радиоактивного элемента . . . 192
4.3.4 Число частиц в атоме по Томсону . . . 192
4.3.5 Рассеяние быстро движущихся заряженных частиц . . . 195
4.3.6 Резюме по публикациям по модели атома Томсона . . . 198
4.4 Опыты Гейгера-Марсдена — первый этап . . . 198
4.4.1 Предварительная характеристика исследований Гейгера-Марсдена . . . 198
4.4.2 Рассеяние α-частиц веществом 1908 г. . . . 199
4.4.3 Диффузное рассеяние α-частиц . . . 201
4.4.4 Рассеяние α-частиц веществом 1910 г. . . . 204
4.5 Опыты Краутера по рассеянию β-частиц . . . 215
4.5.1 Теория рассеяния . . . 217
4.5.2 Детали эксперимента . . . 218
4.5.3 Результаты экспериментов . . . 223
4.5.4 Число электронов в атоме . . . 227
4.5.5 Резюме . . . 228
4.6 Модель атома Резерфорда . . . 229
4.6.1 Геометрия рассеяния . . . 231

4.6.2 Вероятность однократного отклонения под произвольным углом . . . 233
4.6.3 Сравнение теории с экспериментом . . . 239
4.6.4 Заключительные замечания . . . 245
4.6.5 Замечания по статье Резерфорда . . . 248
4.7 Опыты Гейгера-Марсдена — продолжение . . . 250
4.7.1 Рассеяние α-частиц веществом 1912 г. . . . 250
4.7.2 Законы отклонения α-частиц на большие углы. . . . 255
4.7.3 Заключение по завершающему этапу опытов Гейгера и Марсдена . . . 273
4.8 Дальнейшее развитие планетарной модели атома . . . 275
4.8.1 Расчеты Дарвина . . . 275
4.8.2 Опыты Резерфорда-Неттола . . . 278
4.9 Заключение . . . 281

5 Концепция изотопов и новые атомные веса 283
5.1 Предистория идеи изотопов . . . 284
5.1.1 Бутлеров — неэлементарность атомов . . . 284
5.1.2 Крукс — мета-элементы . . . 286
5.1.3 Ридберг — поиск закономерностей атомных весов . . . 288
5.1.4 Томсен — поиск закономерностей атомных весов . . . 291
5.1.5 Заключение — идеи изотопии и закономрностей в таблице Менделеева XIX в. . . . 297
5.2 Ряды радиоактивных распадов . . . 298
5.3 Закон радиоактивных смещений — предварительные подходы . 305
5.3.1 Валентность радиоактивных элементов — Хевеши . . . 305
5.3.2 Периодическая система и радиоктивные элементы Рассела . . . 310
5.4 Закон радиоактивных смещений — правило Содди и Фаянса . . 311
5.4.1 Радиоактивные превращения и периодическая система элементов — Фаянс . . . 311
5.4.2 Радиоактивные элементы и периодическая система элементов — Содди . . . 322
5.4.3 Введение термина «изотопы» . . . 329
5.5 Оформление концепции изотопов . . . 331
5.5.1 Введение — кратко об изотопах химических элементов . 331
5.5.2 Ранние исследования радиоактивности . . . 332
5.5.3 Экспериментальный метод, впервые позволивший обнаружить изотопы. . . . 334
5.5.4 Химическая идентичность различных радиоэлементов и ее значение . . . 338
5.5.5 Радиоэлементы и периодический закон . . . 342

5.5.6 Теоретическая интерпретация изотопов 347
5.5.7 Происхождение актиния 349
5.6 Атомная масса и спектр свинца и иония 351
5.6.1 Резюме 352
5.6.2 Заключение 353
5.7 Периодическая система химических элементов 1913-1922 г. 355
5.7.1 Формула Ридберга 355
5.7.2 Порядковые числа элементов и высокочастотные спектры 356
5.7.3 Открытие изотопов неона 357
5.8 Заключение 358

6 Математическая обработка данных 371
6.1 Флуктуации радиоактивных изменений 371
6.1.1 «О колебаниях радиоактивного распада» — теория . . . 371
6.2 Экспериментальные исследования флуктуаций 374
6.2.1 Неравномерность излучения от радиоактивных тел . . . 375
6.2.2 О флуктуациях радиоактивного излучения и методе определения электрического элементарного кванта . . . 382
6.2.3 Вариации вероятности в распределении α-частиц 391
6.2.4 Кэмпбелл-Харди - изучение флуктуационных явлений . 398
6.2.5 Теория массового обслуживания — Эрланг 419
6.3 Проверка гипотез 422
6.3.1 Проверка гипотезы о виде распределения 422
6.3.2 Статистические критерии соответствия 424
6.3.3 Резюме — значение работ Пирсона и Фишера для анализа экспериментальных данных 434
6.4 Исследования в трансформациях атомов 436
6.4.1 Вероятностное распределение временных интервалов, испускаемых ураном 436
6.4.2 Альфа-частицы, испускаемые активными осадками тория и актиния 442
6.5 Описание цепочек атомных распадов 454
6.5.1 Теория последовательных атомных превращений 455
6.5.2 Система уравнений Бейтмена 467
6.5.3 Открытие разветвленного распада тория C 470
6.6 Заключение 483

7 Математическая обработка данных методами теоретико-вероятностной и интервальной статистики 484
7.1 Обработка данных методами интервальной статистики — теория 484
7.1.1 Интервальный анализ и интервальная статистика 484
7.1.2 Характеристики интервала 485
7.1.3 Отношения между интервалами 485

7.1.4 Теоретико-множественные операции над интервалами . . 486
7.1.5 Классическая интервальная арифметика 486
7.1.6 Полная интервальная арифметика (Каухера) $\mathbb{KR}$ 487
7.1.7 Совместность выборки. 487
7.1.8 Индекс Жаккара. 488
7.2 Обработка данных методами интервальной статистики - примеры 489
7.2.1 Данные Кюри по торию 489
7.2.2 Данные Резерфорда по пропусканию α- и β-лучей 489
7.2.3 Данные Резерфорда по отклонению α-лучей магнитным полем 494
7.2.4 Данные Брэгга-Клемана 495
7.2.5 Данные Резерфорда-Гейгера по сцинтилляциям 497
7.2.6 Данные Резерфорда-Гейгера по заряду α-частицы 498
7.2.7 Закон Гейгера-Неттола 499
7.2.8 Относительное количество отражения от различных металлов 500
7.2.9 Определение наиболее вероятного угла рассеяния 501
7.2.10 Сравнение величины рассеяния, производимого в разных металлах 502
7.2.11 Изменение коэффициента рассеяния в зависимости от скорости α-частиц 504
7.2.12 Опыты Краутера по рассеянию β-частиц 505
7.2.13 Число электронов в атоме — эксперименты Кроутера . . 506
7.3 Эксперименты по рассеянию α-частиц . Этап 1913 г. 509
7.3.1 Законы отклонения α-частиц на большие углы - одна серия 509
7.3.2 Законы отклонения α-частиц — все углы 512
7.3.3 Зависимость рассеяния от атомного веса 514
7.3.4 Зависимость рассеяния от скорости α-частицы 516
7.3.5 Опыты Резерфорда-Неттола 517
7.4 Исследования статистики атомных процессов 520
7.4.1 Неравномерность излучения от радиоактивных тел . . . 520
7.4.2 Вариации вероятности в распределении α-частиц 522
7.4.3 Вероятностное распределение временных интервалов, испускаемых ураном 523
7.5 Заключение 525

8 Заключение **526**
8.1 Заряд атомного ядра как номер в периодической системе 526
8.2 Заключительные замечания 529
8.3 Резерфорд — обзор 1914 530
8.3.1 Рассеяние α-частиц 530

8.3.2 Рассеяние β-частиц 533
8.3.3 Рассеяние α-частиц на водороде 534
8.3.4 Размеры и строение атомов 535
8.3.5 Заряд ядер 538
8.4 Новая эра науки: вместо фиксированной таблицы элементов — изменчивый мир изотопов 541
8.4.1 Что было понятно в 1913 г. и что непонятно 542
8.4.2 Открытие атома извне и изнутри 544
8.4.3 Ядерная физика 545
8.4.4 Уникальность нашей планеты 545

Список рисунков **547**

Список таблиц **556**

Литература **562**

Именной указатель **596**

Предметный указатель **600**

Глава 1

Введение

« ... Я попытался дать вам общее представление о том, как мы начали исследовать эти вопросы сорок лет назад, и о том, как идеи развивались поэтапно. Я также попытался показать вам, что в природе вещей не свойственно одному человеку совершать внезапное, неожиданное открытие; наука развивается шаг за шагом, и каждый человек зависит от работы своих предшественников. Когда вы слышите о внезапном, неожиданном открытии, словно гром среди ясного неба, вы всегда можете быть уверены, что оно возникло под влиянием одного человека на другого, и именно это взаимное влияние создает огромные возможности для научного прогресса. Ученые зависят не от идей одного человека, а от объединенной мудрости тысяч людей, каждый из которых думает об одной и той же проблеме и вносит свой небольшой вклад в великую структуру знаний, которая возводится постепенно. »
. Э. Резерфорд «Сорок лет физики» 1938 г. [1]

1.1 Идея публикации и основная литература

Настоящее пособие является продолжением публикации автора «Изотопы химических элементов до теории атомного ядра. Анализ данных» [2]. Коротко расскажем о её содержании.

В [2] дан обзор зарождения и развития нового атомизма на протяжении XIX в., от гипотез Дальтона (атомизм) и Праута (составной характер химических элементов). Далее обсуждаются различные системы химических элементов, и подробно рассматривается самая удачная из них — периоди-

ческая система Менделеева, её предсказания и проблемы. Закономерности химических свойств наводили на мысль об определяющей роли атомных весов в этих свойствах.

Уже во второй половине XIX в. ряд исследователей, в частности, Бутлеров и Крукс выдвигали идеи, по-существу предвосхищающие идею изотопии химических элементов. Ридберг пытался найти количественные закономерности атомных весов. Такие закономерности ему удалось найти в атомных спектрах. Периодический закон Менделеева задал общую систему рассмотрения свойств элементов с точки зрения их химических свойств.

XIX в. ознаменовался целым рядом инноваций в области научного эксперимента. Среди них выделены те, которые позволили открыть или выделить в чистом виде целый ряд химических элементов. Это, в первую очередь, электролиз и атомная спектроскопия. Помимо заполнения пустующих клеток таблицы Менделеева, эти методы дали и другие важные результаты. Электролиз объединил атомную и электрическую дискретности. Спектроскопия дала впоследствии ключ не только к идентификации элементов, но и к их внутреннему строению. Итогом поисков в закономерностей спектров стали формулы Балмера и Ридберга, и, в конечном счёте, комбинационный принцип Ритца, открывший целый мир возможных спектральных линий.

Вакуумная техника, начавшаяся с эффектных демонстраций и красиво излучающих игрушек, дала возможность исследования новых типов явлений: корпускулярных потоков неизвестной природы и неизвестных ранее излучений. Томсоном, Вихертом и Кауфманом были надёжно идентифицированы универсальные носители отрицательного заряда — электроны, а Рентген установил базовые свойства проникающего излучения, названного его именем.

В [2] также присутствует математический раздел. На основе данных оригинальных публикаций проведён независимый анализ экспериментальных данных. На основе методологии *интервальной статистики* проанализирован статус результатов. Применение математических понятий, таких как *мера совместности*, позволяет объективно оценить, насколько реальные данные соотносились с различными теориями. В качестве примеров использования этой методики приведены обработки спектральных серий Бальмера и Лаймана, атомных масс благородных газов и данных Томсона по катодным лучам.

Публикация [2] заканчивается на пороге открытия радиоактивности. Мы продолжим изложение уже начатых в [2] тем, и постепенно будем идти к раскрытию более глубоких структур материи: атома и его ядра. Без открытий XIX в. эти исследования были невозможны. С другой стороны, многое уже намеченное в XIX в. с новыми открытиями получило новое понимание и было переосмыслено.

В ряде случаев будем использовать обзоры и книги, а также лекции Нобелевских лауреатов. Нобелевские премии начали присуждать в XX в., и первые премии были присуждены за исследования предыдущего века.

Год	Лауреат	Обоснование награды
1901	Рентген	В знак признания исключительных услуг, которые он оказал науке открытием замечательных лучей, названных впоследствии в его честь
1902	Лоренц Зееман	В знак признания исключительных услуг, которые они оказали науке своими исследованиями влияния магнетизма на явления излучения
1903	Беккерель	В знак признания исключительных услуг, которые он оказал науке своим открытием спонтанной радиоактивности
	П. Кюри М. Кюри	В знак признания исключительных услуг, которые они оказали науке совместными исследованиями явлений радиации, открытой профессором Анри Беккерелем
1905	Ленард	За исследовательские работы по катодным лучам
1906	Томсон	В знак признания его теоретических и экспериментальных исследований, посвящённых проводимости электричества газами
1914	Лауэ	За открытие дифракции рентгеновских лучей на кристаллах
1915	Брэгг У.Г. Брэгг У.Л.	За заслуги в исследовании структуры кристаллов с помощью рентгеновских лучей
1917	Баркла	За открытие характеристического рентгеновского излучения элементов
1918	Планк	В знак признания услуг, которые он оказал развитию физики своим открытием квантов энергии
1919	Штарк	За открытие эффекта Доплера в каналовых лучах и расщепления спектральных линий в электрическом поле
1922	Бор Н.	За заслуги в исследовании строения атомов и испускаемого ими излучения
1923	Милликен	За работы по определению элементарного электрического заряда и по фотоэлектрическому эффекту
1924	Сигбан	За открытия и исследования в области рентгеновской спектроскопии
1927	Комптон Вильсон	За открытие эффекта, названного его именем За метод визуального обнаружения траекторий электрически заряженных частиц с помощью конденсации пара

Таблица 1.1: Нобелевские лауреаты по физике, 1901-1930 гг.

В табл. 1.1 представлены по годам, с 1901 г. по 1930 г., лауреаты по физике с обоснованиями награды.

В табл. 1.2 представлены лауреаты по химии, имеющие отношение к изотопной тематике.

Год	Лауреат	Обоснование награды
1904	Рамзай	В знак признания открытия им в атмосфере различных инертных газов и определения их места в периодической системе элементов и по химии радиоактивных веществ
1908	Резерфорд	За проведённые исследования в области распада элементов и по химии радиоактивных веществ
1911	М. Кюри	В знак признания выдающихся заслуг в развитии химии: открытие элементов радия и полония, выделение радия и изучение природы и соединений этого замечательного элемента
1914	Ричардс	В знак признания точного определения атомных масс большого числа химических элементов (изотопы свинца 206 и 207)
1921	Содди	За вклад в наши знания о химии адиоактивных р веществ и исследование происхождения и природы изотопов
1922	Астон	Изобретение масс-спектрографа и открытие с его помощью изотопов большого числа нерадиоактивных элементов, формулировку правила целых чисел
1935	Юри	За открытие тяжёлого водорода (дейтерия ^{2}H)
1935	Ф. Жолио-Кюри, И. Жолио-Кюри	В знак признания заслуг по синтезу новых радиоактивных элементов
1943	Хевеши	Применение изотопов в качестве меченых атомов для изучения химических реакций
1944	Ган	За открытие расщепления тяжёлых ядер (^{238}U)
1949	Джиок	За вклад в химическую термодинамику, особенно в ту её область, которая изучает поведение веществ при экстремально низких температурах (открытие ^{17}O, ^{18}O)
1951	Макмиллан, Сиборг	За открытия в области химии трансурановых элементов
1960	Либби	За введение метода использования углерода-14 для определения возраста в археологии, геологии, геофизике и других областях науки

Таблица 1.2: Нобелевские лауреаты по химии, имеющие отношение к изотопной тематике

Мы будем использовать таблицы 1.1 и 1.2 для обозначения этапов изучения изотопной тематики.

1.2 Цитирование оригинальных работ

В качестве образца серьезного изложения научных результатов можно использовать историко-научный обзор «From the Discovery of the Neutron to the Discovery of Nuclear Fission (1932–1938)» [4], написанный выдающимся итальянским физиком Эдоардо Амальди. Он содержит 330 страниц текста, 109 иллюстраций, 924 ссылки, многие из которых содержат несколько источников. Автор представляет предысторию значимого исследования, работы прешественников, подробно цитирует ключевые разделы публикации, приводит историю развития исследований после публикации и современную оценку результатов. Это большая работа, и судя по времени издания, заняла не один год.

Следовать такому образцу очень непросто, и задачи данного издания более скромные и сводятся, в основном, к отбору публикаций и их цитированию. Как и в предыдущей книге [2], мы будем обращаться в первую очередь к оригинальным работам, в первую очередь, журнальным публикациям. Во многих случаях работы цитируются очень подробно, по подстрочному переводу, с приведением оригинальных табличных данных. Это связано с тем, что в сложившейся учебной и даже профессиональной литературе ссылки на оригинальные работы и тем более данные из них даются чрезвычайно кратко. Во многих случаях такой «упрощённый» способ цитирования существенно искажает смысл, а иногда и вообще вводит читателя в заблуждение.

Зачастую создаётся впечатление, что исследования проводились по чёткому заранее составленному плану и уверенно завершались получением содержательного и окончательного результата. На практике всё происходило, конечно же, иначе. В качестве яркого примера можно привести «опыт Резерфорда» по рассеянию альфа-частиц на атомах тяжелого металла с мишенью в виде тонкой фольги. В хрестоматийном виде излагается сюжет о двух аспирантах, посчитавших сцинтилляции, и теоретическом озарении классика.

Читатель может убедиться по материалу главы §4, что реально имел место многолетний многоэтапный цикл исследований. Он включал этап начальных исследований, позволивший создать необходимую аппаратуру и отработать методику исследований, поисковую работу по отражению альфа-частиц от тяжёлых металлов с чисто качественными результатами, теоретический анализ и создание модели с проверяемыми величинами, создание новой установки и тщательную проверку проверку модели в нескольких постановках. Более того, за первым этапом иследований последовали коррекция теоретической модели и новые эксперименты.

Радиоактивные процессы характеризуется вхождением в результат измерений вероятностных явлений. Целый ряд математических приёмов был использован экспериментаторами впервые в научной практике, а в ряде случаев

методы были развиты математиками специально для обработки экспериментальных данных. В числе этих методов ставшие уже давно общим местом в экспериментальной работе техники проверки гипотез. Изложению пионерских математических работ посвящён раздел §6. Заметим, что с внедрением в практику эксперимента аппаратуры регистрации дискретных потоков данных в атомную и ядерную физику со временем вошла и теория массового обслуживания [5].

1.3 Пояснение названия

Название книги «Открытие атома и изотопы ...» содержит словосочетания «открытие атома».

Здесь имеется в виду не факт обнаружения атома как строительного материала природы, а изучение его структуры. Термин «открытие» означает постижение устройства атома. Оно шло по разным направлениям.

Химики изучали атом «снаружи», по взаимодействию в молекулах, и свойства этих взаимодействий определяются внешними электронными оболочками. Спектральный анализ XIX в. был ограничен видимым диапазоном электромагнитного излучения, так что спектральные серии были известны фрагментарно.

В конце XIX в. (см. [2]) проникли далее в ультрафиолетовую область, что позволило изучить водородные спектры. Но только открытие рентгеновского излучения и его свойств позволило «увидеть атом изнутри». Это дало ключ и к систематизации химических элементов на основе заряда атомного ядра, и послужило промежуточным шагом к его исследованию, став мостиком к следующему уровню электромагнитного излучения по энергии, гамма-квантам.

Таким образом, несмотря на неочевидность этого факта в наше время, без изучения катодных лучей не было бы и многих прорывов в спектроскопии атома и изучения его структуры.

Как ни удивительно, но и ряд «ядерных» открытий был сделан при посредстве спектроскопии, и не только атомной, но и молекулярной. Самым ярким примером является открытие тяжёлых изотопов водорода и кислорода. Это очень трудные измерения, которые трудно было осуществить другими методами. Оба исследования удостоены Нобелевских премий — см. табл. 1.2.

1.4 Дополнительная литература

1.4.1 Учебная литература

Многие вопросы атомной физики прекрасно изложены в фундаментальных книгах Э.В. Шпольского «Атомная физика» [6] и А. Зоммерфельда «Строение атома и спектры» [7]. Эти книги хорошо дополняют друг друга. В книге Шпольского дано обстоятельное описание многих экспериментов с приведением численных данных. В двухтомнике Зоммерфельда также приводятся различные экспериментальные результаты, при этом с большой степенью подробности дана теория.

1.4.2 История науки и общенаучные аспекты

«История европейской мысли в девятнадцатом веке» (A History of European Thought in the Nineteenth Century) [8] — это фундаментальный четырехтомный труд немецко-британского ученого, химика и философа Джона Теодора Мерца. Тома I и II (Научная мысль) 1912 г. посвящены развитию математического и естественнонаучного мышления. Автор анализирует переход от абстракций эпохи Просвещения к строгому эмпирическому методу в физике, химии и биологии, а также рассматривает такие концепции, как механистический взгляд на природу и атомная теория.

Исторические аспекты развития изложены в книгах историков науки Д.Н. Трифонова, А.Н. Кривомазова, Ю.И. Лисневского «Учение о периодичности и учение о радиоактивности (комментированная хронология важнейших событий)» [9] и Ю.И. Лисневского «Атомные веса и возникновение ядерной физики» [10].

Весьма подробное описание истории возникновения концепции изотопов с точки зрения специалистов по радиохимии даны в обзоре В.Г. Хлопина «Превращение элементов и периодический закон» [11] и обстоятельной монографии А.И. Бродского «Химия изотопов» [12]. Книга Бродского содержит очень обширный список литературы, около 1500 публикаций.

Исторический контекст развития науки о радиоактивности в литературной форме представлен в книге О. А. Старосельской-Никитиной «История радиоактивности и возникновения ядерной физики» [13].

В учебнике И.Н. Бекмана «Атомная и ядерная физика: радиоактивность и ионизирующие излучения» [14] изложение материала также содержит исторические сведения.

Развёрнутая картина развития научных взглядов, начиная с конца XIX в., приведена в популярной книге С. Глесстона «Атом, атомное ядро, атомная энергия» [15].

Книга Я.Г. Дорфмана «Всемирная история физики (с начала XIX до середины XX в.)» [48] подробно описывает эволюцию физики на протяжении

полутора веков. Охватывает следующие ключевые этапы: классическая физика в XIX веке, революционные открытия: обнаружение рентгеновских лучей, радиоактивности и создание основ квантовой теории, методологический и философский кризис на рубеже веков, приведший к рождению релятивистской и квантовой физики в первой половине XX века.

Огромный материал по изотопам, как стабильным, так и нестабильным, собран в книге историка науки М.Теннинсена «The Discovery of Isotopes» [16], вышедшей в 2016 г.

«Radioactivity: A History of a Mysterious Science» [17] — научно-популярная книга историка науки М.К. Мэлли, 2011 г. Книга предлагает доступный и всесторонний обзор истории открытия радиоактивности, начиная с конца XIX века до 1913 г.

Эта книга написана на основе многолетних исторических исследований автора, оформленных в диссертации 1976 г. «From Hyperphosphorescence to Nuclear Decay: A History of the Early Years of Radioactivity, 1896–1914.» [18].

«Ранние атомные модели — от механических к квантовым (1904–1913)» (Early Atomic Models - From Mechanical to Quantum (1904-1913)) — развёрнутая историко-научная работа Ч. Бейли [19] 2013 г. Автор подробно анализирует десятилетний период в физике, когда представление об атоме претерпело принципиальное изменение. Рассмотрены три модели атома, Дж.Дж. Томсона, Э. Резерфорда и Н. Бора. Достаточно подробно изложены работы теоретиков, Томсона и Бора. Значительное внимание уделено экспериментальным работам Резефорда и его ближайших коллег, в первую очередь, Гейгера и Марсдена.

1.4.3 Классики науки — монографии

Огромное значение имели в своё время книги непосредственных участников открытий явлений, связаных с радиоактивностью. Приведём наиболее важные из них.

Диссертация М. Склодовской-Кюри <Исследование радиоактивных веществ (радий, полоний, актиний, уран, торий и др.)» в переводе 1904 г. [28] обобщает пятилетнюю исследовательскую работу, 1897-1903 гг. В диссертации расказывается про систематическое изучение радиоактивности урана и тория. Описано открытие и исследование свойств неизвестных ранее радиоактивных веществ, полония, радия и актиния, исследование свойств испускаемых лучей, первые теоретические представления о природе радиоактивности как свойстве атомов.

Вторая книга М. Склодовской-Кюри «Радиоактивность » 1912 г. [29] даёт картину развития исследования радиоактивности и её состояния на момент публикации книги.

Книга М. Склодовской-Кюри «Радиоактивность » издана в 1947 г. [30],

уже после её смерти. Монография обобщает результаты многолетней работы Марии Склодовской-Кюри, начиная с открытия полония и радия совместно с Пьером Кюри в конце XIX века. Объем книги более 500 страниц. Она служила одним из основных учебных и научных пособий для советских физиков, химиков и студентов профильных вузов в середине прошлого века.

Перечисленные публикации супругов Кюри используются в §2.

Книги Дж.Дж. Томсона «Conduction of electricity through gas» [32] и «The corpuscular theory of matter» [33]. Первая книга — фундаментальный научный труд, опубликованный в 1903 г. (второе издание — в 1906 г.), обобщает его многолетние исследования, которые привели к открытию электрона в 1897 г. Книга заложила основы физики газового разряда и плазмы, эксперименты по проводимости газов доказали существование корпускул (электронов) как составных частей атома. Томсон количественно описал процессы ионизации, рекомбинации и подвижности ионов в газах. Материал книги Томсона «Conduction of electricity through gas» [32] так или иначе используется практически во всей книге.

Вторая книга Томсона, «The corpuscular theory of matter» [33], содержит развитие электронной теории: автор описывает взгляды на природу электрона. В книге излагается теоретическое обоснование его модели атома — см. далее §4.3, развиты подходы расчетов стабильности электронных конфигураций. Томсон пытается объяснить массу, электропроводность металлов и химическую валентность элементов через количество и расположение корпускул в атоме.

Книги Э. Резерфорда «Radio-activity» [34] 1904 г., «Radioactive Transformations» 1906 г. [35] и «Radioactive Substances and Their Radiations» 1913 г. [36]. Это три фундаментальные работы, которые заложили основы современной ядерной физики и теории радиоактивности. Содержат материал самых важных работ Резерфорда в Монреале и Манчестере. В первой и второй книгах он подробно описывает теорию радиоактивного распада и последовательные превращения химических элементов — см. §3. В третьей книге Резерфорд описывает планетарную модель атома и свойства альфа-, бета- и гамма-излучений — см. §4.

Много материала в книге Дж. Краутера «Ions, Electrons, and Ionizing Radiations» 1924 г. [54]. Учебник создавался как углубленное дополнение к стандартному курсу физики того времени. Он подробно описывает, как электричество взаимодействует с материей, опираясь на классические эксперименты.

Фундаментальная монография С. Мейера и Е. Швайдлера, «Radioaktivität» 2-е изд., вышедшее в 1927 г. [55] имеет объём более 700 страниц. Содержит подробные физико-математические и экспериментальные данные, включая описание работы электрометров, ионизационных камер, методов счета сцинтилляций и ранних трековых детекторов. Помимо

этого затронуты химические и геофизические аспекты: радиоактивность минералов, распределение затронуты радиоактивных элементов в земной коре, атмосфере и океанах, а также вопросы радиометрического датирования возраста Земли. На немецком языке. Монография К. Кольрауша «Radioaktivität» [56] также фундаментальное издание, объёмом почти 900 стр., вышло в 1928 г. Эта книга является классическим и наиболее полным обзором физики радиоактивного распада и атомного ядра, систематизирующим экспериментальные данные того периода. Содержит подробный обзор первых открытий, законов распада и взаимодействия излучения с веществом. На немецком языке. На эти издания во многих случаях ссылался Э.Резерфорд в своих работах.

В книге 1930 г. Резерфорда, Чадвика и Эллиса «Radiations from Radioactive Substances» [57] содержится последовательное (почти 600 стр.) изложение развития представлений о радиоактивности и строении атома с библиографическими ссылками на очень большое количество публикаций. Моногорафия подводит итог 30-летнему развитию исследования радиоактивности. Подробно описываются свойства альфа-, бета- и гамма-излучений. Дано описание первых опытов по искусственному расщеплению ядер при бомбардировке альфа-частицами. Книга зафиксировала состояние науки прямо перед революционными открытиями 1932 года (открытие нейтрона и позитрона, гипотеза нейтрино).

Книга «Атомное ядро и радиоактивность» [58] — краткая научно-теоретическая монография Георгия Гамова, опубликованная в 1930 году. В ней впервые в истории науки были систематизированы и описаны квантово-механические законы поведения атомного ядра, включая пионерскую теорию альфа-распада. Книга содержит четыре раздела: Глава 1. Структура и энергия ядра, Глава 2. Радиоактивные процессы, Глава 3. Искусственное расщепление легких атомов, Глава 4. Электромагнитное излучение ядра. Несмотря на скромный объём, книга содержит большое количество формул, графиков и расчетов.

Последовательное развитие научных представлений о радиоактивности и атомном ядре в 1930-1934 гг. можно провести по серии публикаций Г. Гамова в журнале «Успехи Физических наук» [59], [60], [61], [62], [63]. В этих публикациях содержится и материал исследований после открытия нейтрона и создания модели протон-нейтронного ядра.

В сборнике лекций 1938 г. «Background to Modern Science: Ten Lectures at Cambridge Arranged by the History of Science» [1] содержатся обзоры Резерфорда, Брэгга и Астона, охватывающие 40 лет развития атомной физики: «Forty years of physics», «Crystalline Structure» и «Atomic theory» by F. W. Aston. В главе «Forty years of physics», Резерфорд даёт обозрение развития науки о радиоактивности и структуре атомов за 40 лет. Фактически оно охватывает весь материал настоящего издания.

1.4.4 Классики науки — избранные труды

Отдельная категория источников информации — избранные труды классиков науки. В этих сборниках зачастую можно найти материал трудно доступных публикаций.

Книга П. Кюри «Избранные труды» — академическое издание в серии «Классики науки» [31] 1966 г. фундаментальное академическое издание, включающее его важнейшие работы по физике и кристаллографии. Материалы сгруппированы в четыре тематических раздела: пьезоэлектричество, симметрия в физических явлениях, магнетизм и радиоактивность. Первый раздел имеет прямое отношение к способу измерений рекордно малых токов, без чего не было бы возможен был бы поиск новых радиокативных элементов, четвёртый раздел содержит важные работы, выполненные П. Кюри самостоятельно, совместно с Марией Склодовской-Кюри, и другими соавторами.

Двухтомник «Избранные научные труды» Эрнеста Резерфорда (выпущенный издательством «Наука» в серии «Классики науки» в 1972 г.) — это фундаментальное собрание ключевых работ в области радиоактивности и ядерной физики. Том 1: «Радиоактивность» [38] содержит основополагающие статьи и труды, посвященные открытию альфа-, бета- и гамма-лучей, превращению радиоактивных элементов и созданию учения о радиоактивном распаде. Том 2: «Строение атома и искусственное превращение элементов» [39] Включает классические работы Резерфорда, в которых доказано существование плотного атомного ядра, предложена планетарная модель атома и описаны первые опыты по расщеплению ядер.

Книга «Планк М. Избранные труды. Термодинамика. Теория излучения и квантовая теория. Теория относительности. Статьи и речи» издана в 1975 г. В этот сборник вошли ключевые работы Макса Планка, которые во многом определили развитие современной физики.

Книга «Бор Н. Избранные научные труды. Т.1: Статьи 1909-1925» [41] издана в 1970 г. Содержит статьи, посвященные первоначальной квантовой теории атома, в их числе серия статей 1913 г. «О строении атомов и молекул» [42], [43], [44], которые отталкивались от результатов экспериментов по исследованию структуры атома — см. §4.

Также [41] содержит статьи 1914-1925 гг. по сериальным спектрам, квантованию многоэлектронных систем и обоснованию периодической системы элементов.

Книга «Ферми Э. Избранные научные труды. Т.1: Италия 1921-1938» [45] содержит большинство теоретических и экспериментальных работ Ферми в Италии до эмиграции. Помимо работ по квантовой механике, статистике, ядерной физике, в их числе и ряд работ по атомной физике и спектроскопии.

Содержащаяся в [45] статья «Современная физика» [46] 1930 г. даёт представление видения Ферми связи науки конца XIX в. и исследованиями атома первых десятилетий XX в.

Относительно небольшая, но с отлично подобранным материалом, книга М. Лауэ «История физики» [47], вышла на русском языке в 1956 г.

Пояснения оформления справочного материала

Издание завершается справочным материалом: списками иллюстраций и таблиц, списком литературных источников, именным и предметным указателями.

Назавания иллюстраций и таблиц, как правило, включают фамилии авторов, ссылку на источник и год издания. Ряд таблиц с большим количеством численных данных приведен в виде рисунков (скриншотов из статей).

Список литературы составлялся с, по возможности, полным перечнем тех источников, на которые ссылались сами авторы публикаций. При наличии, указаны идентификаторы DOI.

При цитировании имеется заметное преобладание англоязычных версий статей, хотя во многих случаях один и тот же материал издавался также на немецком, французском и других языках. Это связано с гораздо большей степени оцифрованности англоязычных изданий конца XIX - начала XX вв.

В именном указателе указаны все соавторы цитируемых публикаций. Предметный указатель оформлен с использованием современных терминов. Исключение сделано в тех случаях, когда в цитируемых работах имеется большое число ссылок с терминами времени проведения исследований. В частности, это относится к историческим названиям изотопов в рядах радиоактивных распадов. В разделе §5.2 приведены таблицы и схемы, поясняющие эти названия, а в предметном указателе даются современные обозначения.

Глава 2

Радиоактивность

Открытию и изучению радиоактивности посвящено очень большое количество литературы. В этой главе будут очень кратко представлены «первые шаги» науки в области изучения структуры атома. Основной упор делается на максимально возможное цитирование оригинальных статей и книг, написанных исследователями в начале XX в. Необходимо заметить, что весьма часто публиковались очень короткие работы, без иллюстраций и табличных данных. Такой стиль присущ изданиям Академий наук разных стран и ряду авторитетных журналов, например, Nature. Поэтому привлечение книг и обзоров — вынужденная мера.

2.1 Предыстория открытия радиоактивности

2.1.1 Загадочная «фосфоресценция» солей урана

Как это бывает нередко, громкому открытию предшествуют тихие «почти-открытия». В XIX в. ученые много занимались исследованиями световых явлений с использованием *фотоэмульсий*.

Ньепс де Сен-Виктор, начиная с 1858 г. опубликовал ряд статей [64], [65], [66]. Ньепс заметил, что даже в полной темноте некоторые соли могут экспонировать (засвечивать) фотоэмульсии. Он обнаружил, что за это аномальное явление ответственны соли урана. Ньепс понял, что свет, экспонирующий его фотопластинки, не является ни обычной фосфоресценцией, ни флуоресценцией, и что соли могут экспонировать фотопластинки еще долго после того, как соли в последний раз подвергались воздействию солнечного света.

Было также обнаружено, что соли урана сохраняют свою способность экспонировать фотопластинки даже после шести месяцев в темноте. В 1861 г. Ньепс заявил, что *соли урана испускают некое излучение, невидимое человеческому глазу* [66]. «...эта устойчивая активность... даже не может быть фосфоресценцией, потому что, согласно экспериментам г-на Эдмона Беккереля, она не длилась бы так долго; поэтому более вероятно, что это излучение, невидимое для наших глаз, как считает г-н Леон Фуко.»

Обнаруженное явление широко обсуждалось в профессиональных кругах. Фотографы во Франции, Англии и Германии подтвердили выводы Ньепса относительно соединений урана. В частности, это излучение упомянуто в книге Эдмунда Беккереля (отца А.Беккереля) [67], вышедшей в 1868 г., посвященной *фосфоресценции*. «Г-н Ньепс де Сен-Виктор заметил, что вещества..., подвергнутые воздействию света, а затем возвращенные в темноту, действуют как восстановители на бумаге, покрытой солями серебра, при контакте с ней даже спустя долгое время после воздействия света. ... эффект усиливается, когда открытая поверхность покрыта веществами, легко изменяющимися под воздействием света, такими как нитрат урана...»

Далее в течение около 30 лет исследования свойств солей урана не получали развития. Понадобилось время, чтобы были развиты новые техники эксперимента. Также нужно было, чтобы был опыт работы с излучениями.

2.1.2 Вакуумные трубки и катодные лучи

Начнём с развития физического эксперимента во второй половине XIX в.

Открытию электрона и рентгеновского излучения мы обязаны вакуумным трубкам. Одним из первых таких изделий была *трубка (вакуумная лампа) Гейсслера*, впервые изготовленная в 1857 году Генрихом Гейсслером, немецким физиком и стеклодувом. Она была предназначена для демонстрации электрического тлеющего разряда. Трубки изготавливались из стекла и заполнялись различными газами или парами металлов. При подаче высокого напряжения на электроды, через трубку проходит электрический ток. При наполнении различными газами, получалось свечение разного цвета, что могло использоваться в освещении и рекламе.

Юлиус Плюкер в 1858 г. опубликовал свои исследования с трубками Гейсслера [8] с разреженными газами. Он обнаружил, что электрический разряд вызывает флуоресцентное свечение на стенках вакуумной лампы. Также им было выяснено, что положением свечения можно управлять с помощью магнита. Плюкер с И. Хитторфом провёл ряд пионерских исследований. Они первыми использовали вакуумную лампу с капиллярной частью, с помощью которой интенсивность свечения слабых электрических разрядов была достаточно повышена, чтобы позволить проводить спектроскопические исследования. В частности, были обнаружены линии водородного спектра.

В 1869 г. деятельность с вакуумными трубками принесла важный научный результат. И. Хитторф обнаружил новый вид лучей, которые впоследствии были названы *катодными лучами* [68].

Различные исследователи делали модификации трубок Гейсслера. Их, в частности, называют *трубками Крукса*, *трубками Хитторфа* или *трубками Крукса-Хитторфа*. Уже упомянутые учёные, а также Г. Герц, Ф. Леннард, К. Биркеланд исследовали свойства катодных лучей, что завершилось в конечном счете открытием *электрона* Дж.Дж. Томсоном в 1897 г. [152].

Развёрнутое изложение истории исследования катодных лучей содержится в Нобелевской лекции 1905 г. Ф. Ленарда «On cathode rays» [70].

2.1.3 Рентгеновские лучи

Теперь обратимся к опыту, накопленному в период времени после исследований Ньепса.

В 1895 г. В. Рентген, проводя эксперименты с катодными лучами, заметил, что картон, покрытый флуоресцирующим веществом (платиносинеродистый барий), начинает светиться в темной комнате, если вблизи работает катоднолучевая трубка. В течение нескольких недель Рентген изучил почти все основные свойства нового вида излучения. Ученый установил следующее [71], [73]:

1) «причина, вызывающая фосфоресценцию, кроется в самой разрядной трубке»;

2) множество различных материалов оказывается в той или иной степени прозрачным для лучей (высокая проникающая способность);

3) «прозрачность различных веществ, имеющих одинаковую толщину, определяется их плотностью..., однако плотность не является единственным определяющим фактором»;

4) излучение вызывает свечение многих фосфоресцирующих веществ;

5) фотографические пластинки чернеют под действием лучей;

6) воздух и некоторые твердые изоляторы под действием лучей начинают проводить ток;

7) лучи не отклоняются даже в очень сильном магнитном поле (важнейшее отличие от катодных лучей) и т. д.

⋮

17) «Если спросить, что же представляют собой эти рентгеновские лучи, поскольку они не являются катодными лучами, можно предположить, исходя из их способности возбуждать флуоресценцию и химическое взаимодействие, что они обусловлены ультрафиолетовым светом. В противовес этому мнению, возникает ряд важных соображений. Если рентгеновские лучи действительно являются ультрафиолетовым светом, то этот свет должен обладать следующими свойствами:

(а) Он не преломляется при переходе из воздуха в воду, сероуглерод, алюминий, каменную соль, стекло или цинк.
(б) Он не способен к регулярному отражению от поверхностей указанных тел.
(в) Он не может быть поляризован ни одной обычной поляризующей средой.
(г) Поглощение различными телами должно зависеть главным образом от их плотности.

То есть, эти ультрафиолетовые лучи должны вести себя совершенно иначе, чем видимые, инфракрасные и известные до сих пор ультрафиолетовые лучи.»

Рентген назвал открытое им излучение *X-лучами*. Возможность «видеть предметы насквозь» обратило на себя внимание очень широких слоёв населения. Применение в медицине не заставило себя долго ждать.

Помимо социального резонанса, открытие имело колоссальное влияние на развитие научных исследований. Ученые во многих странах начали экспериментировать с X-лучами. Относительно открытия радиоактивности важным было понимание, что существуют излучения ещё неизвестной природы, способные проникать сквозь плотную материю.

Что касается самих X-лучей, на изучение их свойств понадобилось много лет. В конечном счете, через 20 лет после открытия Рентгена, именно рентгеновское излучение дало ключ к пониманию внутреннего порядка в таблице Менделеева.

2.2 Начало новой эры в физике — радиоактивность урана

Новая эра в физике состояла в проникновении на новый уровень сущего — вглубь атома химического элемента. При этом сам атом, как кирпичик материи, еще не был по настоящему определён к концу XIX в. Атомы химических элементов идентифицировались по их химическим и физическим свойствам, атомным весам, спектрам излучения и поглощения. Но такое описание атомов было внешним, без понимания устройства атомов.

Описание внутренних свойств атомов было и невозможно в то время. Физика XIX в. оперировала с макроскопическими объектами, атомы представлялись весьма гипотетическими телами очень малых размеров, понятия и методология квантовой механики ещё не существовала.

Понадобились уже накопленные знания, интуиция, настойчивость и непредвзятый анализ результатов эксперимента. Эти составляющие успеха персонифицировались в Анри Беккереле, сыне уже упомянутого Э. Беккереля §2.1 [74]. Как и Ньепс, он занимался исследованием фосфоресценции. После открытия Рентгена, он, как и многие, пытался найти связь между

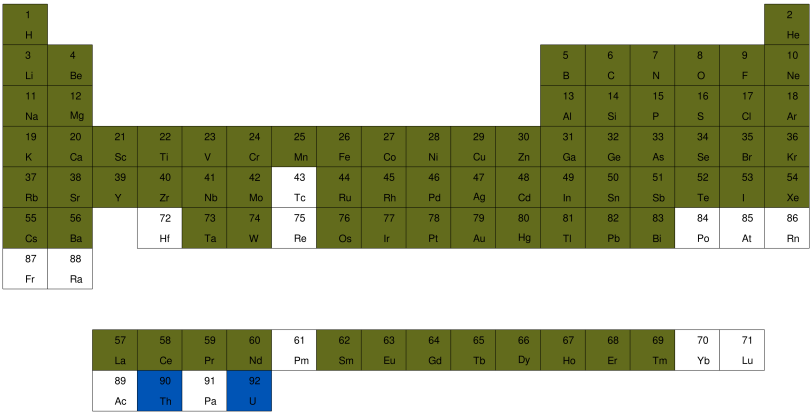


Рис. 2.1: Таблица Менделеева до 1896 г.

фосфоресценцией и X-лучами.

2.2.1 Пионерские опыты Беккереля

Немного об объекте исследования. Почему соединения *урана*? Уран использовался еще в античные времена для изготовления посуды. В 1781 г. немецкий химик Клапрот получил вещество, которое он идентифицировал как металл и назвал ураном. Позднее оказалось, что это был оксид урана. В 1840 г. французский химик Пелиго получил металлический уран. Атомный вес был оценён как 120. При создании таблицы Менделеева стало ясно, что такое значение атомного веса слишком мало, и было предложено считать его равным 240. Причиной трудностей в определении атомного веса являлась очень высокая химическая активность урана и его переменная валентность. До конца XIX в. уран считался просто очень тяжелым металлом, и не рассматривался как источник излучений. В популярной книге [75], вышедшей в 2024 г., представлена геологическая история урана с точки зрения науки на сегодняшний день.

Сам Беккерель писал, что «Из всех фосфорсодержащих материалов соли урана показались особенно подходящими для исследований, поскольку они обладают исключительной структурой, определяемой гармоническим рядом полос, формирующих их спектры поглощения и фосфорного возбуждения [76]. »

В начале 1896 г. Беккерель доложил о своих результатах в Академии Наук в Париже. В первом сообщении [77] он сообщил о проникающем излучении

сульфата калия-урана через бумагу, непрозрачную для света.

«С помощью сульфата калия-урана, кристаллы которого у меня есть и которые образуют тонкую прозрачную корку, я смог провести следующий эксперимент: фотопластинка Люмьера, покрытая бромидом желатина, обернута двумя листами очень толстой черной бумаги таким образом, чтобы пластинка не запотевала при воздействии солнечного света в течение дня. Пластина с фосфоресцирующим веществом помещена снаружи бумаги, и вся конструкция подвергается воздействию солнечного света в течение нескольких часов. После проявления фотопластинки наблюдается, что силуэт фосфоресцирующего вещества появляется черным цветом на изображении. Если между фосфоресцирующим веществом и бумагой поместить монету или металлическую сетку с перфорацией, изображение этих объектов появится на изображении. Те же эксперименты можно повторить, поместив тонкий лист стекла между фосфоресцентным веществом и бумагой, что исключает возможность химической реакции из-за паров, которые могли бы истекать из вещества, нагретого солнечным светом.

Поэтому из этих экспериментов мы должны сделать вывод, что рассматриваемое фосфоресцентное вещество излучает радиацию, которая проходит сквозь бумагу, непрозрачную для света, и восстанавливает соли серебра».

Второе сообщение 1896 г. «О невидимых лучах, испускаемых фосфоресцирующими телами» [78].

«На предыдущем заседании я кратко изложил эксперименты, которые я проводил с целью обнаружения невидимых лучей, испускаемых некоторыми фосфоресцирующими телами, — лучей, проходящих через различные тела, непрозрачные для света.

Мне удалось расширить эти наблюдения, и хотя я намерен продолжить и углубить изучение этих явлений, их результаты позволяют мне уже сегодня объявить о первых полученных мною результатах.

Эксперименты, о которых я расскажу, проводились с лучами, испускаемыми кристаллическими корками двойного сульфата уранила и калия $[SO_4(UO)K{+}H_2O]$, веществом, фосфоресценция которого очень яркая и длится менее 1/100 секунды. Характеристики светящихся лучей, испускаемых этим материалом, ранее изучал мой отец, и за это время мне довелось указать на некоторые интересные особенности, которые проявляют эти светящиеся лучи.

Можно очень просто убедиться, что лучи, испускаемые этим веществом при воздействии солнечного света или рассеянного дневного света, проходят не только сквозь листы черной бумаги, но и сквозь различные металлы, например, алюминиевую пластину и тонкий лист меди. В частности, я провел следующий эксперимент:

Пластина Люмьера с эмульсией бромида серебра была помещена в непрозрачный футляр из черной ткани, с одной стороны ограниченный алюминие-

вой пластиной; если футляр подвергался воздействию прямых солнечных лучей, даже в течение целого дня, фотопластинка не мутнела; но если нанести на внешнюю сторону алюминиевой пластинки слой соли урана, что можно было сделать, например, скрепив его полосками бумаги, то после проявления фотопластинки обычным способом можно было заметить, что силуэт кристаллической корки появляется черным цветом на чувствительной пластине и что соль серебра, обращенная к фосфоресцирующей корке, уменьшилась. Если слой алюминия достаточно толстый, то интенсивность эффекта будет меньше, чем при прохождении через два листа черной бумаги.

Если между слоем урановой соли и слоем алюминия или черной бумаги поместить экран, образованный медным листом толщиной около 0,10 мм, например, в форме креста, то на изображении можно увидеть силуэт этого креста, немного более тусклым, но все же темным, что указывает на то, что лучи прошли через медный лист. В другом эксперименте более тонкий медный лист (0,04 мм) значительно меньше ослаблял активные лучи.

Фосфоресценция, вызванная уже не прямыми солнечными лучами, а солнечным излучением, отраженным в металлическом зеркале гелиостата, а затем преломленным призмой и кварцевой линзой, привела к тем же явлениям.

Я хотел бы особо подчеркнуть следующий факт, который мне кажется весьма важным и выходящим за рамки явлений, которые можно было бы ожидать наблюдать: те же самые кристаллические корки, расположенные тем же образом относительно фотопластинок, в тех же условиях и через те же экраны, но защищенные от возбуждения падающими лучами и хранящиеся в темноте, по-прежнему дают те же самые фотографические изображения. Вот как я пришел к этому наблюдению: среди предыдущих экспериментов некоторые были подготовлены в среду, 26 февраля, и в четверг, 27 февраля, и поскольку солнце в эти дни светило лишь периодически, я держал оборудование подготовленным и возвращал ящики в темноту комода, оставляя на месте корки соли урана. Поскольку в последующие дни солнце не выглядывало, я проявил фотопластинки 1 марта, ожидая получить очень слабые изображения. Вместо этого силуэты появились с большой интенсивностью. Я сразу подумал, что действие должно продолжаться в темноте, и организовал следующий эксперимент:

На дно коробки из непрозрачного картона я поместил фотопластинку; затем на чувствительную сторону положил слой соли урана, выпуклый слой, который лишь в нескольких точках соприкасался с бромидной эмульсией; затем рядом с ним на той же пластинке поместил еще один слой той же соли, но отделенный от бромидной эмульсии тонким стеклом; эту операцию проводили в темной комнате, затем коробку закрывали, помещали в другую картонную коробку и, наконец, убирали в ящик.

То же самое я проделал с коробкой, закрытой алюминиевой пластиной, в которую поместил фотопластинку, а снаружи – слой соли урана. Все это по-

мещали в непрозрачную коробку, а затем в ящик. Через пять часов я проявил пластинки, и силуэты кристаллических слоев появились черным цветом, как и в предыдущих экспериментах, словно они стали фосфоресцирующими под воздействием света. При нанесении корки непосредственно на эмульсию разница в эффекте между точками контакта и участками корки, находящимися примерно в миллиметре от эмульсии, была незначительной; эту разницу можно объяснить различным расстоянием от источника активных лучей. Эффект от корки, нанесенной на стеклянную панель, был очень незначительно ослаблен, но форма корки воспроизводилась очень хорошо. Наконец, при прохождении через алюминиевый лист эффект был значительно слабее, но тем не менее очень четким.

Важно отметить, что, по-видимому, это явление нельзя приписывать световому излучению, испускаемому фосфоресценцией, поскольку по истечении 1/100 секунды это излучение становится настолько слабым, что его едва можно заметить.

> Одна из гипотез, которая естественным образом приходит в голову, заключается в предположении, что эти лучи, эффекты которых во многом схожи с эффектами, производимыми лучами, изученными Ф. Ленардом и М. Рентгеном, являются невидимыми лучами, испускаемыми фосфоресценцией и существующими бесконечно дольше, чем длительность световых лучей, испускаемых этими телами.

Однако настоящие эксперименты, не противоречащие этой гипотезе, не дают оснований для такого вывода. Я надеюсь, что проводимые мной в данный момент эксперименты смогут внести ясность в этот новый класс явлений.»

После открытия нового эффекта Беккерель провёл цикл работ [79]-[85], в основном в в 1896-1897 гг. Излучения урана некоторое время называли *лучами Беккереля*.

Дополнительно заметим, что в исследованиях более позднего периода Беккерель совместно с П. Кюри открыл физиологическое действие радиоактивных излучений [88] в 1901 г.

Именем Беккереля названа единица измерения радиоактивности, *Беккерель* (Бк, Bq). Она определяет, насколько активно радиоактивное вещество. 1 беккерель равен 1 радиоактивному распаду в секунду.

2.2.2 Открытие Томпсона

Практически одновременно с Беккерелем исследования радиоактивности провел Сильваниус Томпсон [96]. Томпсон активно занимался изучением рентгеновских лучей. Он назвал открытый им эффект

«hyperphosphorescence» — *гиперфосфоресценция*.

« Исключительное свойство соединений урана излучать устойчивое невидимое излучение, которое проходит сквозь алюминий и вызывает фотографические эффекты, позволило бы предположить, что эти лучи идентичны рентгеновским, если бы успех Беккереля в их отражении, преломлении и поляризации не доказывал, что они больше похожи на ультрафиолетовое излучение. Последнее, конечно, не проникает сквозь алюминий: но давно известно, что ультрафиолетовые лучи проникают сквозь серебряные пленки, которые, хотя и тонкие, достаточно толстые, чтобы отражать все виды света. Таким образом, представляется вероятным, что лучи Беккереля отличаются от известного ультрафиолетового излучения скорее по степени, чем по виду, поскольку имеют более высокую частоту и меньшую длину волны. Тот факт, что их свойства являются промежуточными между свойствами ультрафиолетового и рентгеновского излучения, дает веские основания полагать, что последние также отличаются только степенью и представляют собой крайний вид ультрафиолетового света.

Не следует забывать, что еще в 1857 году М. Нипс де Сен-Виктор наблюдал множество случаев, когда объект, гравюра на бумаге или фигурный кусок фарфора или мрамора, сразу после воздействия солнечного света, оказывался способным давать фотографическое изображение листу бумаги, приготовленному с использованием хлорида серебра, с которым он соприкасался. Он даже использовал после воздействия света картон, пропитанный солями урана или винной кислотой, и обнаружил, что такой картон способен на испускали лучи, которые были фотографически активны. Однако попыток исследовать возможность пропускания этих невидимых излучений через непрозрачные тела не предпринималось.

Явление стойкого излучения этих невидимых лучей соединениями урана спустя долгое время после прекращения любого электрического или светового воздействия, по-видимому, следовательно, имеет такое же отношение к кратковременному излучению их в трубке Крукса, как стойкое излучение видимого света фосфоресцирующими телами к кратковременному излучению света флуоресцентными телами. Поэтому автор решительно дает новому явлению, независимо наблюдаемому М. Беккерелем и им самим, название *гиперфосфоресценция*. Гиперфосфоресцирующее тело — это тело, которое после соответствующего воздействия демонстрирует стойкое излучение невидимых лучей, не входящих в до сих пор признанный спектр.»

Как видим, Томпсон упоминает публикации Беккереля [79] и Ньепса [64]. Других публикаций на эту тему у него, по-видимому, не было.

2.3 Гамма-лучи

Открытие Беккереля породило лавину новых исследований. Эти исследования возникли не на пустом месте. В лаборатории было много трубок Крукса, а экспериментальные методики уже существовали, им дано было новое направление.

Гамма-лучи впервые наблюдались Виларом в 1900 г. Он занимался исследованиями катодных лучей и опубликовал книгу с подробным описанием техники эксперимента [131].

Его первая статья, в которой есть указание на существование нового вида излучений «Sur la réflexion et la réfraction des rayons cathodiques et des rayons déviables du radium» (Об отражении и преломлении катодных лучей и изменяющихся лучей радия) [132] вышла в 1900 г. Вилар провёл ряд экспериментов с катодными лучами и перешел к исследованию *радия*.

В статье нет иллюстраций, но автор приводит описание эксперимента: « ...Небольшое количество хлорида бария, содержащего радий, заключенное в тонкую стеклянную ампулу, было помещено в свинцовую трубку, один конец которой был свободно открыт, позволяя выходить конусу лучей под углом приблизительно 20°. В двух-трех миллиметрах перед этим отверстием была закреплена небольшая алюминиевая пластина толщиной 0,3 мм, наклоненная под углом 45° к оси трубки, и расположенная таким образом, чтобы перехватывать половину пучка.

Вся конструкция была помещена на фотопластинку, обернутую двойным листом черной бумаги, которая таким образом принимала выходящий пучок под почти скользящим углом. Оттиск, полученный на пластинке, показал, что половина пучка, столкнувшаяся с алюминием, вместо того, чтобы продолжать свой путь по прямой линии и оставаться симметричной относительно неперехваченной половины пучка, следовала в направлении, явно перпендикулярном пластинке. Это преломление сопровождается сильным рассеянием. ... явление аналогично тому, что наблюдается в трубах Крукса. »

Далее Виллар делает замечание.

> Повторяя предыдущий эксперимент в различных условиях, я почти всегда наблюдал, что на преломленный луч накладывался прямолинейно распространяющийся пучок, что иногда затрудняло интерпретацию фотографий. Я предположил, что этот эффект обусловлен наличием неотклоняющихся лучей, которые поглощались хуже, чем те, которые описывал г-н Кюри (').

Он далее более подробно описывает условия измерения.

« Лучи, испускаемые небольшой стеклянной трубкой, заполненной активным веществом, проходили через прямоугольное отверстие шириной 6

мм в свинцовом стержне, и через магнитное поле. Фотопластинка размером 13 х 18 см, расположенная под углом падения, близким к скользящему, записывала траектории в этих условиях. Было замечено, что лучи, входящие в поле, расщеплялись на две отдельные группы, полностью разделяясь после прохождения нескольких сантиметров.

Одна из этих групп отклоняется в ожидаемом направлении; другая, образованная неотклоненными лучами, распространяется прямо вдоль всей длины пластины. Этот неотклоненный луч достаточно проникающий, чтобы на расстоянии 25 см засветить чувствительную пластину, защищенную несколькими листами черной бумаги и алюминиевой фольгой;

Таким образом, наблюдаемые мною сложные результаты легко объяснимы: луч, который в моих экспериментах проходил через наклонную алюминиевую пластину без преломления, соответствует неотклоненным лучам; эксперимент действительно показал, что он нечувствителен к магнитному полю. Отклоненные лучи, с другой стороны, ведут себя как катодные лучи и выходят перпендикулярно из пластины, через которую они проходят.

Следующий факт показывает, насколько велика разница между режимами распространения двух излучений через твердые тела в описанном выше эксперименте: траектория отклоненного луча на фотопластинке демонстрирует пятнистость и разрывы, которые соответствуют волнообразным изгибам черной бумаги, покрывающей пластинку; траектория неотклоненного луча, напротив, совершенно регулярна.»

В заключение Виллар предлагает повторить эти эксперименты с чистыми отклоняющимися лучами и делает вывод:

> Изложенные выше факты позволяют нам сделать вывод, что неотклоняющаяся часть излучения радия содержит высокопроникающее излучение, способное проходить сквозь металлические пластины, излучение, которое можно обнаружить с помощью фотографического метода.

В том же, 1990 г., выходит новая статья «Sur le rayonnement du radium» (Об излучении радиации радия) [133] Публикация короткая и приведём её полностью.

«Поскольку господин и госпожа Кюри любезно предоставили мне образец радия, гораздо более активного, чем тот, который у меня был, я предпринял с этим материалом серию экспериментов, касающихся прохождения отклоняющихся лучей через препятствия. Как я указывал ранее, основная трудность этого исследования заключается в том, что лучи, не отклоняющиеся магнитом, проходят одновременно с другими; поэтому я сначала изучил проникающую способность двух типов излучения.

Лучи, исходящие от источника, проходят через широкую щель, вырезанную в свинцовом стержне, и попадают под почти скользящим углом на

две наложенные друг на друга фотопластинки, завернутые в двойной слой толстой черной бумаги и помещенные в магнитное поле. Таким образом, первая пластинка регистрирует траектории лучей, прошедших через стеклянную трубку, содержащую радий, и черную бумагу. Подложка принимает только лучи, прошедшие через первую, под углом, который увеличивается от одного конца пластинки к другому.

В этих условиях на верхнем изображении видны следы двух отчетливых лучей: один отклонен и рассечен; другой, более слабый, идеально прямой и острый по обоим краям.

На нижней пластине виден только один из лучей: неотклоняющийся луч. Создаваемое им впечатление такое же интенсивное и резкое, как и на первой пластине; оно даже более заметно, потому что изображение менее размыто. Однако толщина стекла, пройденного в конце, наиболее удаленном от источника, превышает 1 см.

Увеличив время экспозиции, можно получить очень слабый след отклоняющегося луча.

Если на верхнюю пластину положить полоску свинца толщиной 0,3 мм, траектория отклоняющегося пучка подавляется по всей ширине полоски, в то время как неотклоняющиеся лучи лишь ослабляются. Таким образом, две траектории различаются в области их частичного перекрытия.

Таким образом, рентгеновские лучи, испускаемые радием, обладают гораздо большей проникающей способностью, чем отклоняющиеся лучи; это аналогично тому, что происходит с трубками Крукса. Толщина стекла в 1 см или даже немного меньше практически останавливает отклоняющиеся лучи и очень мало ослабляет остальные. Поэтому понятно, что если полное излучение проходит через последовательные экраны, первые экраны будут создавать поглощение, которое тем более заметно, поскольку с фотографической точки зрения катодные лучи кажутся наиболее активными. Но как только они исчезнут, поглощение последующими экранами лишь незначительно ослабит оставшееся излучение.»

В настоящее время известно, что радий-226 претерпевает α-распад, в результате распада образуется нуклид $^{222}_{86}\mathrm{Rn}$, также известный как радиоактивный газ радон или эманация радия (выделяемая энергия 4870.62(25) кэВ):

$$^{226}_{88}\mathrm{Ra} \rightarrow ^{222}_{86}\mathrm{Rn} + ^{4}_{2}\mathrm{He}, \tag{2.1}$$

энергия испускаемых α-частиц 4784,3 кэВ (в 94,45 % случаев) и 4601 кэВ (в 5,55 % случаев), при этом часть энергии выделяется в виде γ-кванта (в 3,59 % случаев происходит испускание γ-кванта с энергией 186,21 кэВ).

Таким образом, Виллар наблюдал излучение γ-кванта с энергией примерно 186 кэВ. Это численно соответствует энергии жёсткого рентгеновского излучения.

Вилар не дал открытым лучам специального названия. Позже, в 1903 г., Эрнест Резерфорд назвал этот тип излучения «гамма-лучами» [?]. Эти работы легли в основу понимания третьей составляющей радиоактивности. По аналогии с обозначениями α и β-лучами, стало использоваться обозначение γ-лучи.

Какое-то время γ-лучам не придавалось такого значения, как α- и β-излучениям, поскольку их излучение не свидетельствовало об атомных превращениях, а указывало на степени своболы внутри атома.

Только в 1914 г. Резерфорд и Эдвард Андраде провели серию экспериментов, в которых успешно продемонстрировали дифракцию и отражение гамма-лучей от кристаллов [135], [136], [137]. Эксперимент по дифракции на кристалле каменной соли (галите) окончательно доказал, что гамма-излучение — это электромагнитные волны. Используя метод, аналогичный методу отца и сына Брэггов для рентгеновских лучей, Резерфорд и Андраде смогли впервые измерить длины волны гамма-излучения, от 0.007 до 0.024 нм для Radium B и Radium C. Они оказались намного короче, чем у рентгеновских лучей, соответственно сами кванты обладают колоссальной энергией.

Этот опыт заложил основу для спектрального анализа ядерных излучений, что позволило в дальнейшем изучать энергетические уровни внутри атомных ядер.

2.4 Новые радиоактивные элементы

После открытия радиоактивности стало много вопросов. Одно из направлений — изучение природы и свойств излучений, в первую очередь, α-лучей. Этому посвящён §3.2.

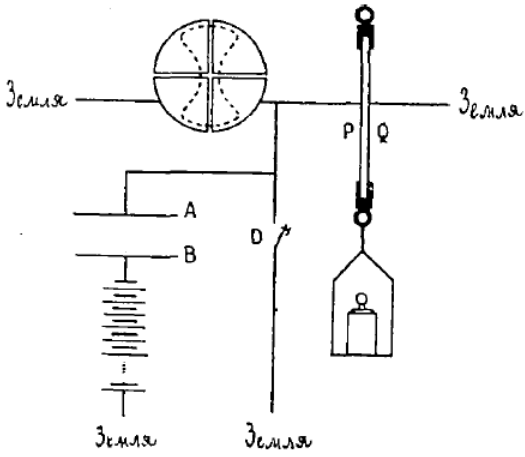
Другое направление — выяснить, какие вещества обладают свойствами радиоактивности и каков источник излучений. Огромный вклад в эти исследования внесли Мария и Пьер Кюри, начиная с 1898 г.

2.4.1 Электрометрические измерения

Каким образом производилась в то время идентификация новых веществ? Фотографический способ мог дать только качественную информацию. Основным инструментом были электрические измерения. При этом токи были очень малы. Реально требовалось измерять токи на уровне пикоАмпер. Публикация «Mastering picocoulombs in the 1890s: The Curies' quartz–electrometer instrumentation, and how it shaped early radioactivity history» [97] раскрывает детали технологии методики, использованной М. и П. Кюри. Они стали использовать для измерений усовершенствованный *квадрантный электрометр* для количественной характеризации измерений.

Электрометр этого вида был разработан Жаком и Пьером Кюри на основе открытого ими (1880 г.) *пьезоэлектричества* [98], [99].

Для изложения будем использовать книгу М. Склодовской-Кюри «Радиоактивность Т1» [29] в переводе 1912 г.



Черт. 32

Рис. 2.2: Кюри электрометр квадрант пьезо компенсация. М.Кюри, 1912 г. [29]

«Расположкеніе (черт. 32) составляется из квадрантнаго электрометра, пьезоэлектрическаго кварца и прибора, въ которомъ желаютъ измерить іонизацію, напр., конденсатора AB, содержащаго радіоактивное вещество. Стрелка электрометра доводится до высокаго потенціала; одинъ изъ квадрантовъ все время соединен съ землею, другой сообщается съ дискомъ A іг с обкладкою P кварца, другая обкладка котораго Q соединяется съ землею.

Дискъ B, на которомъ находится радіоактивное вещество, доводится до высокаго потенціала для обезпеченія насыщенія. Когда прерываютъ въ D сообщеніе съ землею, изолированная система стремится къ заряженію и стрелка электрометра начинаетъ отклоняться; чтобы воспрепятствовать отклоненію, компенсируютъ въ каждое мгновеніе количество электричества, доставляемое токомъ, подлежащимъ нзмеренію, равнымъ, но противоположнымъ но знаку количествомъ, доставляемыми кварцомъ.

Для этого последнее нужно производить постепенно и непрерывно. Можно осуществить это условіе, помещая на чашку особый стакаігь и устраивая

притокъ ртути, непрерывно наполняющей его одновременно съ постояннымъ истеченіемъ; обкладка P является тогда источникомъ постояннаго тока, интенсивность котораго регулируется истеченіемъ ртути п который способенъ точно компенсировать ток, подлежащій измеренію, такъ что изображеніе электрометра остается на нуле.

Не этотъ, впрочемъ, пріем употребляется при беглой работе, потому что можно достигнуть полной компенсаціи еще более простымъ способом. Для этого достаточно поддерживать груз рукою и допускать его давленіе на чашку только постепенно, так чтобы изображеніе электрометра постоянно оставалось на нуле. При небольшомъ навык эта операція удается весьма легко и вполне точно. Впрочем, предпочтительнее действовать снятіем груза, в особенности, когда он значителен. Время, необходимое при поддержаніи компенсаціи для снятія груза F, измеряется с помощью хронометра.

Интенсивность тока измеряется тогда въ относительныхъ единицахъ отношеніемъ $\frac{F}{l}$, и въ аосолютныхъ единицахъ отношеніемъ $\frac{q}{l}$, если q — количество электричества, соответствующее грузу F по вышеуказанной формуле. Следовательно, имеемъ:

$$i = K\frac{l}{e}\frac{F}{t} \tag{2.2}$$

... Выполненное таким образом измерение не зависит от чувствительности электрометра, который служит лишь указателем потенціала; оно равным образом не зависитъ отъ емкости приборовъ, входящихъ въ опытъ; такимъ образомъ мы избегаемъ определенія емкостей, что представляетъ не малую выгоду; все измеренія, выполненныя съ однимъ и темъ же кварцомъ, непосредственно сравнимы между собою. Увеличеніе емкости изолированной системы вызываетъ только уменьшеніе чувствительности электрометра, но нужно для этой последней сохранять достаточное значеніе.» [29]

Приведём некоторые численные данные П. и М. Кюри по радиоактивности различных соединений урана

Вещество	$i \times 10^{11}$
Металлическій уранъ (съ небольшимъ содержаніемъ содержаніемъ углерода)	2,3
Черная окись урана U2O5	2,6
Зеленая окись урана U3O4	1,8

Таблица 2.1: Радиоактивность различных соединений урана. М.Кюри, 1904 г. [28]

«Толщина слоя соединенія урана не имеет большого значенія, если мы имеемъ дело съ непрерывнымъ слоемъ. ...» [28]

Отметим для себя факт слабой зависимости измеряемого тока от толщины слоя соединений урана.

Вещество	Тольщ. слоя в мм	$i \times 10^{11}$
Окись урана	0,5	2,7
	3,0	3,0

Таблица 2.2: Радиоактивность соединений урана в зависимости от толщины слоя. М.Кюри, 1904 г. [28]

2.4.2 Торий

Первым после урана элементом, испускающим лучи Беккереля, оказался ближайший к нему по атомному весу элемент — торий. *Радіоактивность тория* была открыта в 1898 г. сначала Герхардом Шмидтом [104], и затем М. Кюри [110].

В дальнейшем авторы открытия пошли разными путями. Шмидт занимался катодными лучами. Через несколько лет он опубликовал книгу «Die Kathodenstrahlen» [108].

Для М. Кюри открытие радиоактивности тория стала первой ступенью в огромной работе. После этого к работе присоединился П. Кюри и супруги поставили исследования на новый уровень.

Приведём некоторые численные данные П. и М. Кюри

Вещество	Тольщ. слоя в мм	$i \times 10^{11}$
Окись тория	0,25	2,2
	0,5	2,5
	2,5	4,7
	3,0	5,5 (в среднем)
	6,0	5,5 (от 3,7 до 7,3)

Таблица 2.3: Радиоактивность соединений тория в зависимости от толщины слоя. М.Кюри, 1904 г. [28]

«Произведенные мною опыты надъ поглощеніемъ урановыхъ и торіевыхъ лучей показали, что торіевые лучи отличаются большей проникаемостью, чемъ урановые лучи, причемъ наибольшей проникаемостью отличаются лучи, испускаемые толстымъ слоемъ окиси торія.»

В табл. 2.4 приведена доля лучей, которую передает алюминиевая пластинка толщиной в 10 мкм.

«Что касается урановыхъ соединеній, то ихъ лучи поглощаются въ одинаковой степени и это даетъ право думать, что лучи, испускаемые различными соединеніями, одинаковы по своей природе. »

Вещество	Доля лучей, передаваемая пластинкой
Уран	0,18
Окись урана U2O5	0,20
Уранокислый аммоний	0,20
Уранокислый аммоний	0,20
Фосфорнокислая соль урана и меди	0,21
Окись тория толщ. 0,25 мм	0,38
Окись тория толщ. 0,5 мм	0,47
Окись тория толщ. 3,0 мм	0,70
Окись тория толщ. 6,0 мм	0,70

Таблица 2.4: часть лучей, которую передаетъ алюминіевая пластинка, толщиною въ 0,01 миллиметра. М.Кюри, 1904 г. [28]

«Особенности торіеваго лучеиспусканія составили предметъ многихъ изслѣдованій. Оуэнс показалъ, что постоянство ток достигается только спустя продолжительное время въ закрытомъ аппаратѣ, а интенсивность тока значительно ослабляется дѣйствіемъ воздушнаго тока (это не имеетъ мѣста въ опытѣ съ урановыми соединеніями).

Рутерфорд производилъ аналогичные опыты и предположилъ, что торій и его соединенія не только испускаютъ Беккерелевы лучи, но и даютъ возможность наблюдать истеченіе крайне тонкихъ частицъ; послѣднія остаются радіоактивными въ теченіе нѣкотораго времени послѣ своего истеченія и могутъ быть увлечены токомъ воздуха ...» [28]

Таким образом, исследования распада тория указали на возможность присутствия в продуктах распада *радиоактивных газов — эманаций*, см. §2.6.

2.4.3 Направления поиска новых радиоактивных элементов

Первые исследования М. и П. Кюри дали импульс к их дальнейшей работе. В частности, они задались вопросом *представляет ли собой атомная радиоактивность общее явление?*

С целью ответа на этот вопрос они предприняли исследования большого количества веществ и минералов. Нигде, кроме соединений урана и тория радиоактивности обнаружить не удалось.

При этом ряд веществ показали радиоактивность, большую, чем чистый уран — см. табл. 2.5 Причём разница была весьма существенна, и в некоторых случаях превышение составляло 3-4 раза. Эта информация указывала на возможность наличия в уране примесей более радиоактивных элементов. М.

и П. Кюри развернули масштабную деятельность по поиску новых элементов, испускающих беккерелевы лучи.

Для изложения будем использовать книгу М. Склодовской-Кюри «Исследование радиоактивных веществ (радий, полоний, актиний, уран, торий и др.)» (докторская диссертация) [28] в переводе 1904 г.

Вещество	$i \times 10^{11}$
Уранъ	2,3
Иоганнгеоргенштадская смоляная урановая руда	8,3
Иоахимстальская	7,0
Пзибранская	6,5
Кальколит	5,2
Карнотит	6,2

Таблица 2.5: Радиоактивность различных соединений урана. М.Кюри, 1904 г. [28]

«Изследованіе смоляной урановой руды.

Руда, которую мы, П. Кюри и я, избрали первою для нашихъ изследованій, называется *смоляною урановою рудою*.

Это руда окиси урана, которую можно достать въ довольно значительномъ количестве; нашъ выборъ былъ вызванъ какъ этимъ соображеніемъ, такъ и высокимъ значеніемъ активности некоторыхъ изъ этихъ рудъ; она въ 3—5 разъ активнее окиси урана. Однако обработка этой руды представила большія затрудненія, потому что ея составъ очень сложенъ. Вотъ приблизительный составъ смоляной урановой руды по даннымъ химическаго анализа: Остатокъ руды состоялъ изъ весьма разнообразныхъ тел: ...

Вещество	Доля, %
U3O	76
PbS	б
SiO2	3
CaO	5
FeO	3
MgO	2
Итого	93

Таблица 2.6: Состав смоляной урановой руды. М.Кюри, 1904 г. [28]

Произведя анализъ смоляной урановой руды мы усмотрели, что обработка привела къ сгущенію (концентраціи) активности съ двухъ различныхъ сторонъ. Съ одной стороны, висмутъ, извлеченный изъ смоляной урановой руды, показывалъ высокую активность, тогда какъ находящійся въ обращеніи висмутъ, происходящій изъ неактивныхъ минераловъ, самъ неакти-

венъ; съ другой стороны, имеется накопленіе активности въ полученной сернобаритовой соли, тогда какъ соли обыкновеннаго барія не обнаруживаютъ никакой активности.

Мы приняли эту концентрацію активности, которая происходила неизменно въ одномъ и томъ же роде, за доказательство,что гипотеза, служившая намъ исходнымъ пунктомъ, была точна и что мы имели передъ собою два новыхъ радіоактивныхъ элемента. Мы назвали *полоніемъ* активное тело, сопровождающее висмутъ, и *радіемъ* активное тело, сопровождагощее баріи, и сочли, что по своимъ химическимъ свойствамъ эти два элемента должны были быть аналогичны соответственно двумъ известнымъ элементамъ, имевшимъ нхъ спутниками во время обработки. »

Работа по *фракционированию урановых руд* описана во многих источниках, в частности в книге М. Склодовской-Кюри «Радиоактивность Т1» [29], §43.

В 1898 г. М. и П. Кюри было обнаружено еще два радиоактивных элемента.

2.4.4 Полоний

Первый из обнаруженных радиоактивных элементов — *полоний* (по названию родной страны М.Кюри — Польши) [112] в 1898 г. Идентификация полония была проведена по сходству химических свойств с висмутом. В этой публикации впервые был использован термин *радиоактивность*.

Полоний — первый в истории элемент, открытый в радиоактивной форме. Уран и торий человечество знало задолго до открытия их радиоактивности. Выделить полоний в чистом виде не удалось. Причина — весьма малый период полураспада, 138 суток, и ничтожное содержание в природе. Полоний обнаружен только в в урановых рудах в количествах ($2 \cdot 10^{-14}$ % по массе). К тому же полоний не имеет интенсивных линий излучения в оптической области. У него исследованы рентгеновские спектры, но на момент работ Кюри эта методика не была ещё развита.

В 1910 г. Кюри и Дьеберн обработали несколько тонн урановой руды (печблендьі) и получили около 0,1 мг полония. Был проведён спектральный анализ: Полученный образец позволил впервые обнаружить спектральные линии, характерные для полония, подтверждая его существование как самостоятельного элемента (иногда называемого «эка-теллуром» с атомным номером 84).

« ...некоторыя линіи можно, повидимому, приписать полонію, съ некоторою вероятностью; ихъ длины волнъ следующія:
4642,0 (слабая); 4170,5 (довольно сильная); 3913,6 (слабая); 3652,1 (очень слабая). » [113]

В современной базе спектральных данных NIST ASD

https://physics.nist.gov/PhysRefData/Handbook/Tables/poloniumtable2.htm есть линия 4170.52 Ангстрем. Таким образом, в [113] действительно была обнаружена спектральная линия полония!

В металлической форме полоний был получен и изучен только в середине XX в.

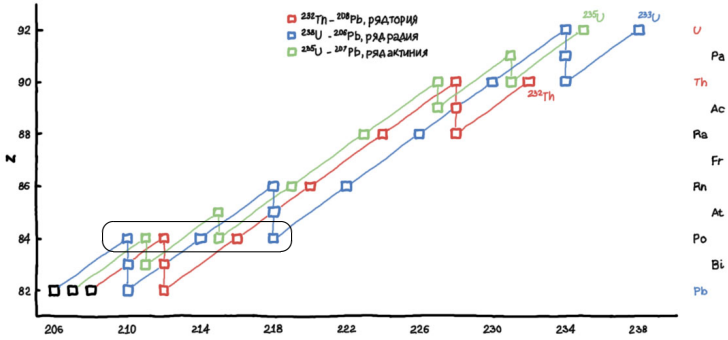


Рис. 2.3: Ряды распада тория, радия и актиния. Выделены изотопы полония

На рис. 2.3 приведены ряды распада тория, радия и актиния — см.§3.2. Выделены изотопы полония.

Основные изотопы			Распад		Название	Обозначение	Ряд
Изотоп	На Земле	$T_{1/2}$	Мода	Продукт			
210Po	trace	138 d	α	206Pb	Радий F	RaF	Уран-радия
211Po	нет	0.5 s	α	207Pb	Актиний C'	AcC'	Актиния
212Po	нет	0.3 us	α	208Pb	Торий C'	ThC'	Тория
214Po	нет	163 us	α	210Pb	Радий C'	RaC'	Уран-радия
215Po	нет	2 ms	α	211Pb	Актиний A	AcA	Актиния
216Po	нет	144 ms	α	212Pb	Торий A	ThA	Тория
218Po	нет	3 min	α	214Pb	Радий A	RaA	Уран-радия

Таблица 2.7: Изотопы полония

Независимо полоний был открыт Герхардом Карлом Шмидтом, как и М. Кюри [112], в том же 1898 г.. «Über die von den Thorverbindungen und einigen anderen Substanzen ausgehende Strahlung (On the radiation emitted by thorium compounds and some other substances)» [104].

2.4.5 Актиний

Актиний, с атомным номером 89, стал третьим после полония и радия, химическим элементом, открытом в руде урановая смоляная обманка (настуран).

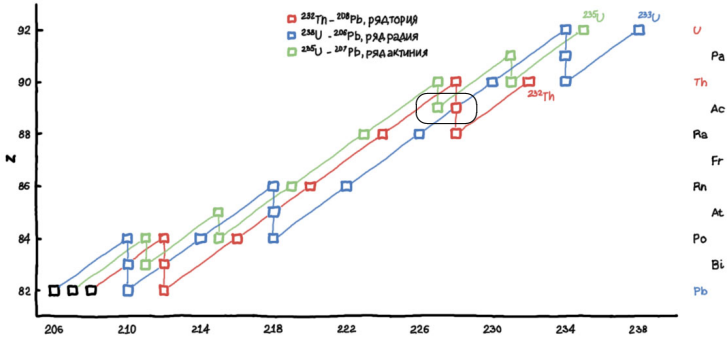


Рис. 2.4: Ряды распада тория, радия и актиния. Выделены изотопы актиния

Основные изотопы			Распад		Название	Обозначение	Ряд
Изотоп	На Земле	$T_{1/2}$	Мода	Продукт			
227Ac	trace	21.8 y	β (98,61%) α (1,38%)	227Fr 223Fr	Радио актиний	RdAc	Актиния
228Ac	trace	6.15 h	β	228Th	Мезо торий II	Ms II	Тория

Таблица 2.8: Изотопы актиния

Дьеберн и Гизель

Андре Дьеберн (Andre Louis Debierne), начал работать с М. и П. Кюри и начал искать новый радиоактивный элемент, начиная с 1899 г. [124]. Он объявил об открытии *актиния* в 1900 г. [125]. Схема была апробированной: после отделения уже известных радиоактивных компонент, исследовался радиоактивный остаток. Дьеберн оценил, что его активность превышают активность урана в 100 000 раз.

Независимо от него, Фридрих Гизель (Friedrich Oskar Giesel), радиохимик, занимавший выделением радия и его поставкой на коммерческой основе, сообщил об открытии *эманиума* в 1904 г. [127] Гизель первым получил радиохимически чистый продукт. Он доказал, что эманией является сопутствующим лантану, а не торию, и таким образом идентифицировал этот элемент с атомным номером 89, первый актинид в периодической таблице и гомолог первого лантанида.

Понадобилось некоторое время, для того, что установить, что актиний и эманиум идентичны [128]. Причин трудности с идентификацией актиния несколько.

В первую очередь, актиний — очень редкое вещество. Актиния содержится менее 10^{-9} относительно урана. В урановой смоляной обманке содержится менее 10^{-3} относительно радия. Далее, химические свойства актиния схожи с редкоземельными элементами, которые в значимых содержатся в урановых рудах.

На рис. 2.4 приведены ряды распада тория, радия и актиния — см.§3.2. Выделены изотопы актиния.

Основная трудность состоит в том, что ^{227}Ac плохо детектируется. При его распаде выделяются мягкие β-лучи с максимальной энергией 40 кэВ, что было обнаружено только в середине 1930-х годов. Период полураспада актиния, равный 21.7 лет, был надёжно измерен через более чем 30 лет.

В связи с этим, реально актиний определяют по продуктам его распада. В первую очередь, это ^{227}Th с периодом полураспада 18.7 дней. В то время его называли *радиоактинием, RdAc.*

Ган

В 1906 году немецкий химик Отто Ган (Otto Hahn) опубликовал знаковую статью «Ueber ein neues Product des Actiniums» («О новом продукте актиния»). В этой работе он описал открытие нового радиоактивного элемента (по тогдашней терминологии), который он назвал *радиоактинием* (Radioactinium). Сегодня этот «продукт» классифицируется как торий-227.

« Недавние исследования привлекли внимание ученых к поразительному сходству в природе радиоактивного распада тория и актиния.

Торий, даже в инертной форме, сначала образует радиоторий (I), который испускает α частицы. За ними следует торий X, эманация, и, наконец, распад актиния (2). Актиний распадается очень похожим образом. Используя тот же метод, который привел к разделению тория (X) от тория (I), Годлевский и Гизель отделили актиний от нового продукта, актиния (X). Актиний X снова образует эманацию, а это, в свою очередь, образует активный осадок.

Однако сходство между актинием и торием еще больше; моей целью было найти новый продукт в актинии, который находится между актинием и ак-

тинием X и который по аналогии с торием следует называть *радиоактинием*. Вещество испускает α-лучb, распадается до половины своего значения примерно за 20 дней и при этом образует актиний-X, который сам распадается до половины своего значения за 10,2 дня.

Отделение радиоактивного актиния от раствора актиния, находящегося в радиоактивном равновесии, часто достигается путем образования очень мелкого осадка в растворе, который медленно оседает на дно и уносит с собой новый продукт, в то время как большая часть актиния и актиния-X остается в жидкости. Для этой цели очень подходила амферическая сера. К достаточно концентрированному раствору актиния в соляной кислоте добавляли небольшое количество тиосульфата натрия; затем мелкий осадок оставляли оседать в рассоле. После фильтрации и озоления осадок исследовали на наличие актиния. Он показал сильный эффект α-излучения, но сравнительно слабую β-флуоресценцию и практически полное отсутствие эманации. Активность α-стратиформного осадка затем возрастает до максимума примерно через три недели. При этом эффект достигает примерно 2-3 раз, до 80% сразу после приготовления.

Активность затем медленно снижается и в конечном итоге падает экспоненциально с периодом полураспада около 20 дней. Альфа-активность и эмиссия, которые становятся пренебрежимо малыми вскоре после образования радиоактиния, резко возрастают, достигают своего максимума одновременно с альфа-излучением, а затем пропорционально уменьшаются. Начальное увеличение активности до максимума происходит за счет образования актиния из радиоактиния. Если, например, актиний X удаляется, когда активность радиоактиния уже снижается, остаток первоначально снова увеличивается и ведет себя совершенно аналогично свежеобразованному радиоактинию. Изолированный актиний X распадается с характерным периодом 10 дней. Также важны здесь некоторые эксперименты доктора Левина, которые были проведены в этом институте и будут опубликованы в ближайшее время. Он получил актиний X обычным способом, используя арнионовое соединение. Однако ему не удалось снизить активность фильтра до низкого уровня, о котором сообщали другие исследователи. Исследование все еще высокорадиоактивного осадка показало, что его эманационная способность практически равна нулю, что указывает на удаление актиния-X. Поскольку актиний был извлечен другими исследователями в практически неактивном состоянии, наблюдаемая активность указывала на другой продукт, а именно на радиоактиний.

Сам актиний, свободный от радиоактиния и актиния-X, практически не испускает альфа-излучение или бета-излучение, поэтому его активность увеличивается медленно, достигая максимума примерно через четыре месяца.

Годлевский [378] получил практически неактивный актиний, ценный образец, из которого он, сам того не зная, выделил радиоактиний.

Я заметил, что при растворении актиния в соленой воде обычно остается небольшое количество нерастворенного материала, содержащего радиоактиний в высоких концентрациях.

Гизель в начале своей работы сообщил, что активность его экранов из эмания увеличивалась в течение примерно десяти месяцев. Это также можно объяснить образованием радиоактивного актиния.

В отчете, цитируемом в работе Карцлиха, Марквальд [166] сравнил химические свойства актиния и эмания и пришел к выводу, что актиний и эманий не идентичны, но генетически связаны, а именно, актиний являлся продуктом распада эмания, поскольку активность актиния исчезала в течение нескольких месяцев, и именно актиний, а не эманией, был причиной интересного эманирования. Это противоречит утверждению Дебьерна о том, что активность его актиния не снижалась. Распадающееся вещество, описанное Марквальдом, которое он считает актинием Дебьерна, возможно, является новым продуктом — радиоактинием, поскольку осадок бория с тиосульфатом натрия также осаждает радиоактиний. Однако это не объясняет, почему активность его продукта изначально не увеличивалась или почему он не смог получить из него актиний X.

Следует отметить, что упомянутые выше эксперименты проводились как с актинием Дебьерна, так и с эманием Кризельхема. Результат всегда был одинаковым.

Более подробное описание экспериментов будет приведено позже в другом месте. »

2.5 Радий

Второй радиоактивный элемент, после полония, открытый М. и П. Кюри в 1898 г. — *радий* [115]. Он был открыт при участии химика Гюстава Бемона.

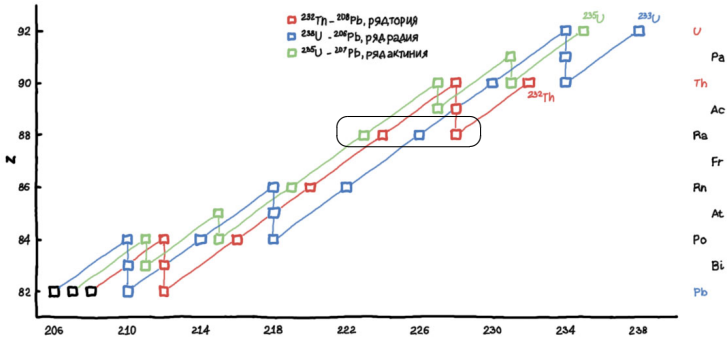


Рис. 2.5: Ряды распада тория, радия и актиния. Выделены изотопы радия

На рис. 2.5 приведены ряды распада тория, радия и актиния — см.§3.2. Выделены изотопы радия.

Основные изотопы			Распад		Название	Обозна	Ряд
Изотоп	На Земле	$T_{1/2}$	Мода	Продукт			
223Ra	trace	11 d	α	219Rn	Актиний X	AcX	Актиния
224Ra	trace	3.6 d	α	2208Rn	Торий X	ThX	Тория
226Ra	trace	1600 y	α	2228Rn	Радий	Ra	Урана-радия
228Ra	trace	1600 y	α	2228Rn	Мезо торий I	Ms I	Тория

Таблица 2.9: Изотопы радия

Изучение радия играет в истории науки особую роль. Этот элемент не имеет стабильных изотопов и не был известен до работ Кюри. Радий составляет микроскопическую примесь в урановых рудах. Вместе с тем он был всесторонне исследован, выделен в металлическом виде, сделан стандартом радиоактивности.

В определённом смысле исследование радия стало символом научной работы и сыграло большую роль в укреплении социального престижа науки в целом.

Научный труд обрёл статус :
«Поэзия — та же добыча радия.
В грамм добыча, в годы труды.
Изводишь единого слова ради
Тысячи тонн словесной руды».
В. Маяковский, 1926

В случае радия идентификация была проведена по сходству химических свойств с барием. Как упомянуто в §2.4.3, именно этот элемент обнаружил схожие химические свойства с ещё неизвестным на тот момент радиоактивным химическим элементом. При этом хлористый радий оказался менее растворим, чем хлористый барий, так что их разделяли кристаллизацией.

Как уже сказано в §2.4.4, открытия 1898 г. носили предварительный характер. Полоний и радий не были выделены в значимых количествах. Кюри посвятили несколько лет выделению чистых элементов. С полонием этого сделать не удалось. Радий удалось получить и исследовать.

Важнейшим источником информации, в том числе исторической, является диссертация М. Кюри «Исследование радиоактивных веществ (радий, полоний, актиний, уран, торий и др.)» [28], в которой обобщён результат работы за несколько лет.

« Образцы соли полонійнаго висмута п соли радіеноснаго барія, полученные въ этой предварительной работе, имели активность соответственно въ 400 и въ 900 разъ болышую противъ активности окиси урана.

Однако, являлось очевиднымъ, что полученные продукты состояли почтп целикомъ изъ неактивной матеріи, полоній же и радій входили въ нихъ въ очень слабой пропорціи. Такимъ образомъ мы пришли къ полной уверенности, что для отделенія этихъ веществъ было бы неизбежно предпринять обработку сотенъ или тысячъ килограммовъ руды. Въ то лее время становилось все более и более завлекательнымъ добиться изолированія веществъ, радіоактивность которыхъ должна была быть значительно больше радіоактивности полученныхъ сперва образцовъ. » [28]

Итогом этой работы стало выделение радия, измерение его атомного веса и создания стандарта активности радионуклида.

2.5.1 Спектр излучения радия

Эжен-Анатоль Демарсе провёл первые иследования в области спектра, содержащейся между длинами волн 500 и 350 нм. В первом исследовании была обнаружена новая спектральная линия 381.5 нм [116], которую нельзя было идентифицировать с известными химическими элементами.

В статье К. Рунге [120] обнаруженная спектральная линия 381.5 нм была подтверждена и уточнена: 381.4591 (0.016) нм с использованием дифракционной решётки. Аналогично, были зарегистрированы линии 468.2346 (0.009)

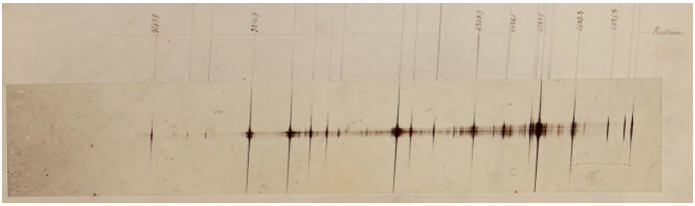


Рис. 2.6: Спектр излучения радия. Демарсе 1898 г.[116]

и 482.614 (0.06) нм. Вместе с тем, ряд линий из публикации [116] был идентифицирован как линии бария.

В табл. 2.10 приведены спектральные линии, обнаруженные Демарсе, по публикации М.Кюри 1904 г. [28].

Область спектра	λ, нм	Интенсивность
Зелёная	482,63	10
	472,69	5
Голубая	469,98	3
	469,21	7
	468,30	14
	464,19	4
	453,35	9
	443,61	8
Ультрафиолет	434,06	12
	з81,47	16
	364,96	12

Таблица 2.10: Спектральные линии радия. М.Кюри 1904 г. [28]

В серии дальнейших работ Демарсе были определены многие спектральные линии радия [117]-[119]. Подробности можно найти в учебном пособии И.Н. Бекмана «Радий» [129].

Наиболее подробные и точные данные по длинам волн спектра радия приводятся в статье К.Рунге и Ж.Прехта [123].

В современной базе спектральных данных NIST ASD https://physics.nist.gov/PhysRefData/Handbook/Tables/radiumtable2.htm, табл. 2.11, есть «сильные» линии из табл. 2.10.

Изследованіе искрового спектра радія было продолжено и дополнено работами Runge и Precht [123] и др. Авторы [123] использовали сетку Роуланда с кривизной 1 м. Они измерили 88 линий, оценивая их интенсивность от 1 до 10; они даже превышают значение 10 для особенно интенсивных линий. Диапазон измерений составил от 270 до 645 нм.

λ, A	Интенсивность
4682.28	5
4533.11	1.5
4436.27	1
4340.64	5
3814.42	10
3649.55	5

Таблица 2.11: Спектральные линии радия NIST ASD

2.5.2 Получение металлического радия

В 1910 г. М. Кюри и А. Деберне получили металлический радий. «Sur le radium métallique (О металлическом радии)» [114].

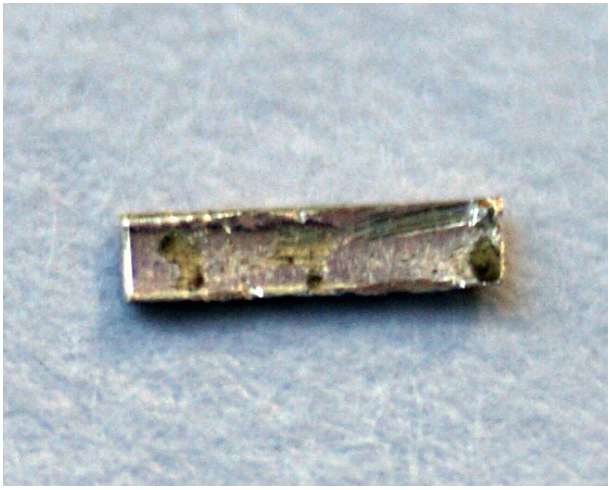


Рис. 2.7: Металлический радий

Радий был нанесен методом электролитического осаждения на очень небольшой образец медной фольги и покрыт полиуретаном для предотвращения реакции с воздухом.

Как проходил эксперимент [114]
Электролиз: Ученые провели электролиз раствора хлорида радия, используя ртутный катод.
Амальгама: В результате они получили амальгаму радия (сплав радия со ртутью).

Дистилляция: Затем они осторожно нагрели эту амальгаму в атмосфере водорода, чтобы испарить ртуть и оставить чистый металл.

Свойства полученного металла:
На срезе радий оказался блестящим металлом серебристо-белого цвета. Он быстро темнел на воздухе, вступая в реакцию с азотом и образуя нитрид. Металл обладал гораздо более высокой радиоактивностью, чем его соединения, исследовавшиеся ранее.

Металлический радий стал первым радиоактивным элементом, выделенным в количестве, достаточном для изучения физических и химических свойств. Среди этих свойств — табличные значения: атомный вес радия как химического элемента §2.5.3 и удельная активность §2.5.4.

2.5.3 Измерение атомного веса радия и его включение в таблицу Менделеева

« Опредѣленіе атомнаго веса радія имѣло большое значеніе, такъ какъ оно приносило съ собою окончательное доказательство, что радій есть тѣло простое и что радіоактивность представляетъ атомическое свойство.

⋮

Употребляя все болѣе и болѣе активные продукты, дающіе спектръ радія съ возрастающею интенсивностью, я констатировала, что полученныя числа также возрастали, какъ можно видѣть изъ слѣдующей таблички (A указываетъ приблизительную активность хлористаго соединенія, если активность урана принять за единицу; P — найденный атомный вѣсъ):

A	P	
3500	140	спектр радия
4700	141	очень слаб
7500	145,8	спектръ радія силенъ, но спектръ барія значительно преобладаетъ
	173,8	оба спектра почти одинаковой силы
Порядок	233	видны только три наиболее резкія линіи барія, съ
величины		весьма значительною интенсивностью,
10^6	225,3	те же три линіи очень слабы
	226,45	наиболее резкая линія барія (455,42 нм) очень слаба

Таблица 2.12: Атомный вес пробы. М.Кюри 1912 г. [29]

. . . На числа столбца A должно смотреть, какъ на грубо приближенныя, дающія активность въ круглыхъ цифрахъ.

Я предприняла новую очистку этого хлористаго соединенія и добилась полученія еще гораздо болѣе чистаго вещества, въ спектрѣ котораго двѣ наиболее резкія линіи барія очень слабы. » [29]

Безводный хлористый радій	P
0,0919	225,6
0,08935	226,0
0.0S84	224,2

Таблица 2.13: Атомный вес особо чистого радия 1902 г. М.Кюри [29]

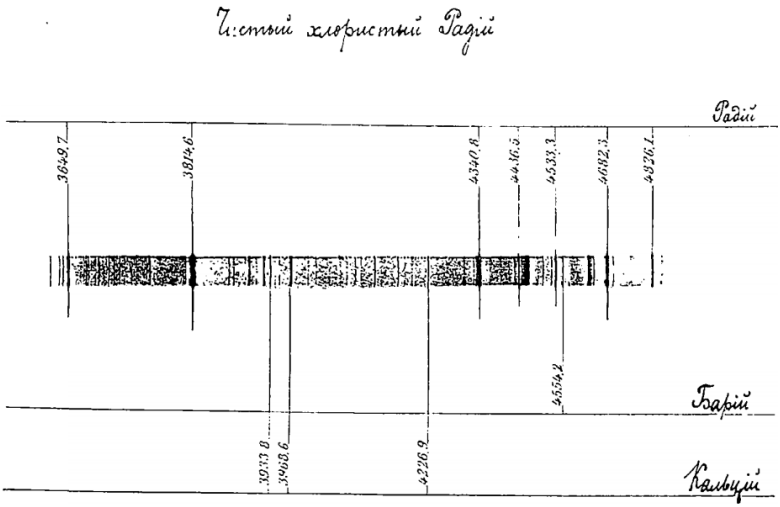


Рис. 2.8: Спектр излучения чистого хлористого радия. М.Кюри 1912 г. [29]

Как видно из рис. 2.8, совершенно очистить радий от бария и кальция в этих экспериментах не удалось.

По мнению Demarçay это очищенное хлористое соединеніе могло содержать лишь ничтожные следы барія, ие могущіе вліять ощутительно на атомный весъ. Я выполнила три определенія съ этимъ очень чистымъ хлористымъ радіемъ, котораго было у меня только 0гр,09. Вотъ результаты: (табл. 2.13)

Средняя изъ значеній, полученныхъ для P, равнялась 225,2; при данномъ согласіи измереній я сочла возможнымъ принять это число за точное съ приближеніемъ до единицы.

⋮

Хлористый радій въ этихъ опытахъ употреблялся въ очень незначитель-

номъ количестве и являлось желательнымъ произвести новый рядъ опредѣленій надъ большимъ количествомъ чистой соли. Я смогла предпринять эту работу въ 1907 г., имея въ своемъ распоряженіи 0гр,4 тщательно очищеннаго хлористаго радія.

Безводный хлористый радій	P
0,4052	226,62
0,4020	226,31
0.39335	226,42

Таблица 2.14: Атомный вес особо чистого радия 1907 г. М.Кюри [29]

Эти три весьма согласныхъ опыта даютъ для атомнаго веса радія среднее значеніе

$$P(Ra) = 226,45 \tag{2.3}$$

Взвешиванія производились на аперіодическихъ весахъ Кюри съ непосредственнымъ отсчнтываніемъ въ микроскопъ тяжестей шике дециграмма. Эти весы съ весьма быстрыми взвешиваніями точны до $\frac{1}{10}$ миллиграмма, и можно довести точность даже до $\frac{1}{20}$ миллиграмма.

⋮

Равнымъ образомъ я констатировала, въ одномъ изъ опытовъ, что весъ возстановленнаго хлористаго радія вновь оказывался тотъ лее, что и до операціи.

⋮

Сравнивая между собою числа, полученныя мною для атомнаго веса радія въ 1902 г. н въ 1907 г., находимъ, что расхожденіе двухъ среднихъ 225,2 и 226,45 едва превосходитъ единицу. Въ спектре хлористаго соединенія, дозированнаго (то, въ которомъ определены количества составныхъ частей) въ 1902 г., барій, невидимому, имеетъ немного больше значенія, чемъ въ спектре хлористаго соединенія, дозированнаго въ 1907 г. Въ обоихъ спектрахъ линія 455,42 барія весьма слабо видна возле линіи 453,33 радія, но, однако, можетъ быть установлено небольшое различіе въ чистоте въ пользу более недавно приготовленной соли. Я убедилась непосредственнымъ опытомъ, что расхожденіе на единицу между атомными весами не можетъ проистекать изъ этого различія, но должно считать менее точными опыты, произведенные въ 1902 г.

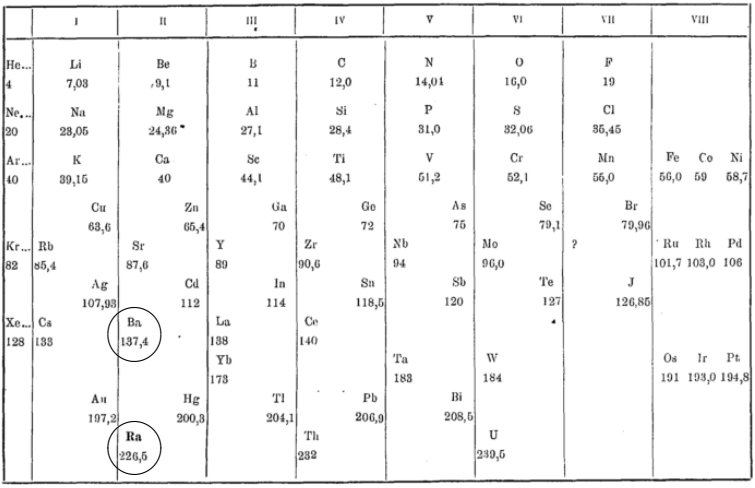
⋮

Въ целомъ моя работа приводитъ къ тому, чтобы приписать радію атомный весъ 226,45 при указанномъ выше основаніи. Разъ оказалось согласіе въ

измереніяхъ и выполнены различные контрольные опыты, я полагаю возможнымъ считать это число точнымъ съ приближеніемъ до половины единицы.

⋮

Рядъ измереній, имеющихъ целью определеніе атомнаго веса радія, былъ выполненъ Тіюгре'омъ надъ количествомъ хлористаго радія отъ 0гр,06 до 0гр,08 [130]. Эта соль была приготовлена Тіюгре'омъ по моему методу, и методъ, употребленный для дозированія былъ также одинаковъ съ моимъ. Чистота соли контролировалась изследованіемъ искрового спектра. Принимая заоснованіеА“=107,93, 01 = 35,45, онъ получилъ, въ трехъ последовательныхъ опытахъ, числа: 226,8, 225,7 и 227,7. Средняя трехъ полученныхъ чиселъ есть 226,7; эта средняя отличается только на 0,25 единицы отъ числа 226,45, вытекающаго изъ моихъ опытовъ. Это согласіе въ результатахъ, полученныхъ различными экспериментаторами, надъ солью, приготовленною независимо во Франціи и въ Англіи, весьма замечательно и представляетъ серьезную гарантію точности полученнаго числа для атомнаго веса радія. [29] »



	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII
He...	Li	Be	B	C	N	O	F	
4	7,03	9,1	11	12,0	14,01	16,0	19	
Ne...	Na	Mg	Al	Si	P	S	Cl	
20	23,05	24,36	27,1	28,4	31,0	32,06	35,45	
Ar...	K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe Co Ni
40	39,15	40	44,1	48,1	51,2	52,1	55,0	56,0 59 58,7
	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	
	63,6	65,4	70	72	75	79,1	79,96	
Kr...	Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	?	Ru Rh Pd
82	85,4	87,6	89	90,6	94	96,0		101,7 103,0 106
	Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te	J	
	107,93	112	114	118,5	120	127	126,85	
Xe...	Cs	Ba	La	Ce				
128	133	137,4	138	140				
			Yb		Ta	W		Os Ir Pt
			173		183	184		191 193,0 194,8
	Au	Hg	Tl	Pb	Bi			
	197,2	200,3	204,1	206,9	208,5			
		Ra		Th		U		
		226,5		232		239,5		

Рис. 2.9: Таблица Менделеева. М.Кюри 1912 г. [29]
выделены химически близкие элементы Ba и Ra

Радий в таблице Менделеева на основе спектров излучения

Положение радия в таблице Менделеева подробно обсуждается в публикации К. Рунге 1903 г. «The position of radium in the periodic system according to its spectrum» [121]. В этой публикации проводится подробное сопоставление спектров оптического излучения различных щелочно-земельных элементов, и показывается, что радий принадлежит этой группе.

2.5.4 Единица измерения активности радионуклида

Кюри (русское обозначение: Ки; международное: Ci) — внесистемная единица измерения активности радионуклида. Активность вещества равна 1 Ки, если в нём каждую секунду происходит $3,7 \cdot 10^{10}$ радиоактивных распадов. Таким образом:
1 Ки $= 3,7 \cdot 10^{10}$ Бк (точно),
1 Бк $\approx 2,702710^{-11}$ Ки.

Значение 1 кюри изначально было определено как *активность эманации радия (т. е. радона-222), находящейся в радиоактивном равновесии с 1 граммом радия-226*. Рассмотрение вопроса содержится в книге М. Кюри «Радиоактивность» [30].

В настоящее время единица привязана к беккерелю, чтобы избежать погрешности, связанной с определением периода полураспада радия-226 и составляющей несколько десятых долей процента.

Единица названа в честь французских учёных Пьера Кюри и Марии Склодовской-Кюри, открывших радий. Введена в употребление на Международном конгрессе по радиологии и электричеству в Брюсселе (1910).

2.6 Радон

Радон, продукт распада радия, сыграл большую роль в исследованиях радиоактивности. Это единственный газ среди радиоактивных элементов, что позволило исследователям использовать разнообразные методики.

Для ориентации в названиях, в табл. 2.15 приведены сведения об основных изотопах радона.

Основные изотопы			Распад		Название	Обозначение	Ряд
Изотоп	На Земле	$T_{1/2}$	Мода	Продукт			
218Rn	trace	35 ms	α	214Po			Урана-радия
219Rn	trace	3.96 s	α	215Po	Актинон	Ac Em	Актиния
220Rn	trace	55.6 s	α	216Po	Торон	Th Em	Тория
222Rn	trace	3.82 d	α	218Po	Эманация радия	Ra Em	Урана-радия

Таблица 2.15: Изотопы радона

На рис. 2.10 приведены ряды распада тория, радия и актиния — см.§3.2. Выделены изотопы радона.

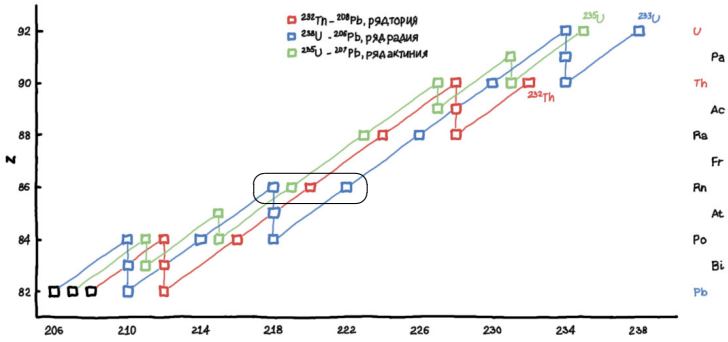


Рис. 2.10: Ряды распада тория, радия и актиния. Выделены изотопы радона

Открытие радона, вернее, его изотопов, легко прослеживаемо только в ряду тория. В этом ряду обнаружение газа (изотоп радон-220) было отмечено в короткой заметке Резерфорда и Роберта Оуэнса 1899 г. «Thorium and uranium radiation» [101]. За ней последовали развёрнутые публикации Оуэнса [100] и Резерфорда [149].

В ряду урана-радия в 1899 году Пьер и Мария Кюри, изучая излучения радия, пришли к выводу, что «она остаётся радиоактивной в течение нескольких дней» [111] — см. §2.6.3. В 1900 г. Фридрих Эрнст Дорн опубликовал результаты экспериментов, в которых он обнаружил газ, выделяемый радием. Он назвал его «эманацией радия» (изотоп радон-222). Он также обнаружил эманацию тория.

В 1903 г. Гизель и Деберн независимо обнаружили изотоп радона-219 — см. §2.6.4.

Рассмотрим подробную статью Резерфорда «A Radio-active Substance emitted from Thorium Compounds» [150] 1900 г.

2.6.1 Эманация тория — Резерфорд

«Шмидт [104] показал, что соединения тория испускают излучение, сходное по своим фотографическим и электрическим свойствам с излучением урана и рентгеновским излучением.

В дополнение к этому обычному излучению я обнаружил, что соединения тория непрерывно испускают радиоактивные частицы некоего рода, которые сохраняют свою радиоактивность в течение нескольких минут. Это «эманация», как мы будем называть её из-за кратковременности, обладает способностью ионизировать газ в своем окружении и проходить сквозь тонкие слои металлов, а также с большой легкостью через значительные толщины бумаги.

Чтобы прояснить доказательства существования радиоактивной эманации, сначала будет приведено описание аномального поведения соединений тория по сравнению с соединениями урана. Оксид тория использовался в большинстве экспериментов, поскольку он проявляет свойство «эманации» в большей степени, чем другие соединения; но то, что верно для оксида, верно и для других исследованных соединений тория, а именно нитрата, сульфата, ацетата и оксалата, но в меньшей степени.

В предыдущей работе автор [149] показал, что излучение от тория имеет более проникающий характер, чем излучение от урана. Внимание также было уделено непостоянству тория как источника излучения. Оуэнс более подробно исследовал излучение от соединений тория [100]. Он показал, что излучение от различных соединений имеет одинаковый род и, за исключением оксида тория в толстых слоях, приблизительно однородно по характеру.

Интенсивность излучения тория, исследованная с помощью электрического разряда, оказывается очень изменчивой; эта непостоянность объясняется слабыми потоками воздуха, возникающими в открытом помещении. Когда прибор помещают в закрытый сосуд, чтобы исключить воздушные потоки, интенсивность практически постоянна. Чувствительность оксида тория к слабым воздушным потокам весьма примечательна. Движение воздуха,

вызванное открытием или закрытием двери в конце комнаты, противоположной тому месту, где установлен прибор, часто бывает достаточным для значительного снижения скорости разряда. В этом отношении соединения тория отличаются от соединений урана, которые практически не подвержены влиянию слабых воздушных потоков.

Еще одна аномалия, проявляемая соединениями тория, заключается в том, что излучение, по-видимому, легко проходит сквозь бумагу. В следующей таблице приведен пример того, как скорость утечки между двумя параллельными пластинами, одна из которых покрыта *толстым* слоем оксида тория, изменяется в зависимости от количества слоев обычной бумаги, помещенной поверх радиоактивного вещества.

Number of Layers of Paper	Rate of Discharge
0	1
1	.74
2	.74
5	.72
10	.67
20	.55

Таблица 2.16: Table I. Резерфорд 1900 г. [150] Скорость утечки для толстого слоя оксида тория в зависимости от числа слоев бумаги толщиной .008 см при напряжении 50 В между пластинами

В приведенной выше таблице 2.16 скорость утечки при непокрытом слое оксида тория принята за единицу. Видно, что первый слой снизил скорость утечки до .74, а пять последующих слоев оказывают очень незначительное влияние.

Однако действие совершенно иное, если мы используем *тонкий* слой оксида тория. При использовании одного слоя бумаги скорость разряда снижается до менее чем $\frac{1}{16}$ от своего значения. На первый взгляд кажется, что оксид тория испускает два типа излучения, один из которых легко поглощается бумагой, а другой – лишь незначительно. Если мы исследуем излучение, испускаемое тонким слоем оксида тория, поместив на него последовательные слои тонкой бумаги, мы обнаружим, что излучение приблизительно однородно, как показано в следующей таблице.

Для получения тонкого слоя на пластине оксид в виде мелкого порошка рассыпали с помощью тонкой марли, покрывая пластину очень тонким слоем. Под толстым слоем понимается слой оксида толщиной более миллиметра.

Скорость утечки голой соли принимается за единицу. Если излучение одного вида, следует ожидать, что скорость разряда (которая пропорциональна

Number of Layers of Paper	Rate of Discharge
0	1
1	.37
2	.16
5	.08

Таблица 2.17: Table II. Резерфорд 1900 г. [150] Скорость утечки для тонкого слоя оксида тория в зависимости от числа слоев бумаги толщиной .0027 cm.

интенсивности излучения) будет уменьшаться в геометрической прогрессии с добавлением равных толщин бумаги. Приведенные выше данные показывают, что это приблизительно так. При наличии толстого слоя оксида тория, добавляя последовательные слои тонкой бумаги, мы обнаруживаем, что скорость разряда постепенно уменьшается, пока после нескольких слоев не достигнет постоянного значения. Количество излучения, отсеченное первым слоем бумаги Foolscap (см. Таблицу I), имеет тот же вид, что и излучение, испускаемое тонким слоем оксида.

При направлении слабого потока воздуха между испытательными пластинами, скорость разряда, обусловленная толстым слоем оксида тория, значительно уменьшается. Величина уменьшения в значительной степени не зависит от электродвижущей силы, действующей между пластинами. В аналогичных условиях с ураном скорость утечки существенно не изменяется. При наличии тонкого слоя оксида уменьшение скорости утечки невелико; но при наличии толстого слоя оксида скорость утечки может быть снижена до менее чем одной трети от ее прежнего значения. значение. Если на оксид тория наложить два слоя бумаги формата Foolscap, то результирующая скорость утечки между пластинами может быть уменьшена до менее чем $\frac{1}{20}$ от своего значения при небольшом непрерывном потоке воздуха из газометра или сильфона.

Явления, наблюдаемые в соединениях тория, получают полное объяснение, если предположить, что, помимо обычного излучения, большое количество радиоактивных частиц испускается из масс активного вещества. Эта *эманация* может проходить сквозь значительные толщины бумаги. Радиоактивные частицы, испускаемые соединениями тория, постепенно диффундируют через газ в его окрестностях и становятся центрами ионизации по всему газу. Тот факт, что эффект воздушных потоков наблюдается лишь в незначительной степени при тонких слоях оксида тория, объясняется преобладанием в этом случае скорости утечки, вызванной обычным излучением, над скоростью утечки, вызванной излучением. При толстом слое оксида тория скорость утечки, вызванной обычным излучением, практически равна скорости утечки, вызванной тонким поверхностным слоем, поскольку излу-

чение может проникать через соль лишь на небольшое расстояние. С другой стороны, *эманация* способна диффундировать на расстояние нескольких миллиметров ниже поверхности соединения, и скорость утечки, вызванная ей, становится намного больше, чем скорость утечки, вызванная только излучением.

Объяснение действия слабых воздушных потоков в теории *эманации* ясно. Поскольку радиоактивные частицы не подвержены воздействию электрического поля, чрезвычайно мельчайшие движения воздуха, если они непрерывны, удаляют многие радиоактивные центры из пространства между пластинами. Вскоре будет показано, что эманация продолжает ионизировать газ в своем окружении в течение нескольких минут, так что удаление частиц из пространства между пластинами уменьшает скорость разряда между пластинами.

Длительность радиоактивности эманациии

Излучение постепенно теряет свою радиоактивную мощность. Для определения скорости распада интенсивности излучения радиоактивных частиц, излучаемых оксидом тория, был принят следующий метод.

Толстый слой оксида тория был помещен в узкий прямоугольный бумажный сосуд A (рис. 2.11 — Fig. 1), изготовленный из двух слоев бумаги Foolscap. Бумага почти полностью перекрывала регулярное излучение, но позволяла излучению проходить сквозь неё. Упакованный таким образом торий был помещен внутрь длинной металлической трубки B. Один конец трубки был соединен с большим изолированным цилиндрическим сосудом C, который имел ряд небольших отверстий на конце для прохождения воздуха. Внутри C был закреплен изолированный электрод D, соединенный с одной парой квадрантов электрометра Томсона. Цилиндр C был подключен к одному полюсу батареи напряжением 100 вольт, другой полюс которой был подключен к земле.

Через прибор пропускали медленный поток воздуха из аспиратора или газометра, предварительно очищенный от пыли путем прохождения через пробку из ваты. Поток воздуха, проходя через оксид тория, уносил с собой радиоактивные частицы, которые постепенно попадали в большой цилиндр C. Стрелка электрометра не показывала никаких признаков движения, пока радиоактивные частицы не были перенесены в цилиндр C. Вследствие ионизации газа в цилиндре радиоактивными частицами, ток проходил между электродами C и D. Величина тока была одинаковой независимо от того, был ли C подключен к положительному или отрицательному полюсу батареи. Когда поток воздуха тек в течение нескольких минут, ток между C и D достигал постоянного значения. Затем поток воздуха прекращали, и скорость утечки между C и D наблюдали через равные интервалы. Было установлено, что ток между C и D сохранялся более десяти минут.

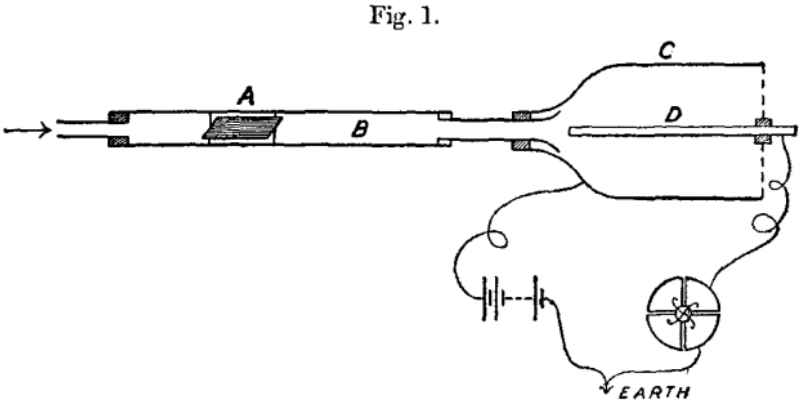


Рис. 2.11: Установка изучения эманации тория Fig 1. Резерфорд 1900 г. [150]

Ниже приводится ряд наблюдений.

Time in seconds.	Current
0	1
28	.69
62	.51
118	.23
155	.14
210	.067
272	.041
360	.018

Таблица 2.18: Table III. Ток по электрометру в зависимости от времени. Резерфорд 1900 г. [150]
Potential-difference 100 volts.

На рис. 2.12 - Fig. 2 кривая A — зависимость тока через газ от времени. Ток непосредственно перед остановкой потока воздуха принимается за единицу. Будет замечено, что ток через газ уменьшается в геометрической прогрессии со временем. Легко показать, согласно теории ионизации, что ток через газ пропорционален интенсивности излучения, испускаемого радиоактивными частицами. Следовательно, мы видим, что интенсивность излучения, испускаемого радиоактивными частицами, уменьшается в геометрической прогрессии со временем. Результат показывает, что интенсивность

излучения упала до половины своего значения через интервал примерно в одну минуту. Скорость утечки, обусловленная эманацией, была слишком мала для измерения в интервале десять минут.

Если бы ионизированный газ был получен из соединения урана, длительность проводимости, при таких напряжениях, как те, которые использовались, составила бы лишь доли секунды.

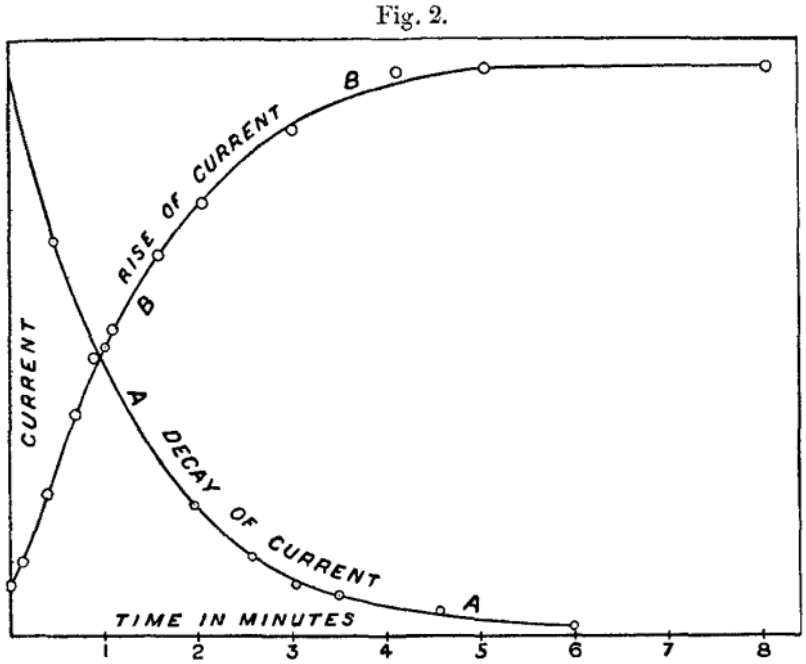


Рис. 2.12: Кривые эманации тория Fig 2. Резерфорд 1900 г. [150]

Скорость затухания интенсивности не зависит от электродвижущей силы, действующей на газ. Это показывает, что радиоактивные частицы не разрушаются электрическим полем. Было установлено, что ток через газ в любой конкретный момент времени после прекращения потока воздуха одинаков независимо от того, действовала ли электродвижущая сила все время или только в течение времени проведения эксперимента.

Ток через газ в цилиндре зависит от электродвижущей силы так же, как и ток через газ, проводящийся под действием рентгеновских лучей. Сначала ток увеличивается почти пропорционально электродвижущей силе, но вскоре достигает приблизительного значения «насыщения».

Длительность радиоактивности также была проверена другим методом. Бумажный сосуд, содержащий оксид тория, был помещен рядом с длинным латунным цилиндром длиной более 200 см. Медленный поток воздуха (со скоростью около 2 см в секунду вдоль трубки) пропускали над оксидом тория вдоль трубки, а затем между двумя изолированными концентрическими цилиндрами. Скорость утечки между двумя концентрическими цилиндрами (разность потенциалов 270 вольт) наблюдалась, когда воздух проходил достаточно долго, чтобы достичь стационарного состояния. Скорость утечки наблюдалась для различных положений оксида тория вдоль трубки. Зная скорость потока воздуха вдоль трубки, можно было определить время, необходимое для переноса радиоактивных частиц к испытательному оборудованию. Таким образом было установлено, что скорость распада примерно такая же, как и определенная первым методом, например, интенсивность упала до половины своего значения примерно за одну минуту.

В этом приборе также проводились эксперименты по изучению того, движутся ли радиоактивные частицы в электрическом поле. Эксперименты по изучению влияния потока воздуха на скорость разряда естественно предполагают, что, возможно, один из ионов был настолько большим, что двигался чрезвычайно медленно даже в сильных электрических полях. Полученные результаты показали, что частицы не двигались со скоростью более $\frac{1}{100000}$ см в секунду при градиенте потенциала в один вольт на см; и вероятно, что частицы вообще не движутся в электрическом поле. При продувке эманации в индуктор не было обнаружено никаких признаков заряда в эманации. Следовательно, мы можем заключить, что *эманация незаряжена и не подвергается существенному воздействию электрического поля.*

Свойства эманации

Эманация проходит через ватный тампон без потери радиоактивных свойств. Она также не подвержена воздействию горячей или холодной воды, слабой или сильной серной кислоты. В этом отношении она ведет себя как обычный газ. Ион, с другой стороны, не способен пройти через ватный тампон или протечь через воду, не потеряв своего заряда.

Эманация подобна урану по своим фотографическим и электрическим свойствам. Она может ионизировать газ в своем окружении и воздействовать на фотопластинку в темноте после нескольких дней экспозиции. Рассел [105] показал, что активным веществом, вызывающим фотографическое действие в случае металлов, бумаги и т. д., является перекись водорода. Перекись водорода, по-видимому, обладает способностью каким-то образом проходить через значительные толщины специальных веществ, и в этом отношении эманация похожа на нее. Перекись водорода, однако, не ионизирует газ в своем окружении. Действие перекиси водорода на фотопластинку носит чисто химический характер; но именно излучение от эманации, а не сама эманация,

вызывает ионизирующее и фотографическое действие.

Радиоактивная эманация проходит через все металлы, если пластина достаточно тонкая. Чтобы убедиться, что эманация прошла через исследуемый материал и не рассеялась по краям, радиоактивное вещество поместили в квадратную канавку толстой свинцовой пластины. Два слоя бумаги были плотно приклеены к отверстию, чтобы прервать обычное излучение. Затем исследуемый материал был прочно приклеен воском к свинцовой пластине.

Следующие числа иллюстрируют эффект различных металлов. Наблюдалась скорость разряда, обусловленная эманацией между двумя параллельными пластинами, расположенными на расстоянии 4 см друг от друга.

Aluminium Foil, thickness= .0008 cm.	
Number of Layers	Rate of Discharge
0	1
1	.66
3	.42
6	.16
Cardboard, thickness "08 cm.	
Number of Layers	Rate of Discharge
0	1
1	.40
2	.21

Таблица 2.19: Эффект прохождения эманацией тория разных металлов. Резерфорд 1900 г. [150]

Эманация легко прошла сквозь несколько слоёв золотой и серебряной фольги. Пластина из слюды толщиной 0,06 см была полностью непроницаема для эманации.

Когда толстый слой оксида тория, покрытый несколькими слоями бумаги, помещают внутрь закрытого сосуда, скорость разряда, обусловленного эманацией, сначала невелика, но постепенно увеличивается, пока через несколько минут не будет достигнуто устойчивое состояние.

Эти результаты ожидаемы, поскольку эманация может только медленно диффундировать через бумагу и окружающий воздух. Устойчивое состояние достигается, когда скорость потери интенсивности, обусловленная постепенным распадом радиоактивности эманации, компенсируется количеством новых радиоактивных центров, поставляемых из соединения тория.

Пусть n — количество ионов, образующихся в секунду радиоактивными частицами между пластинами.

Пусть q — количество ионов, поставляемых в секунду эманацией, диффундирующей из тория.

Скорость изменения количества ионы в любой момент времени t задаются

формулой:

$$\frac{dn}{dt} = q - \lambda n, \tag{2.4}$$

где λ — константа,

Результаты, приведенные в таблице III, показывают, что скорость уменьшения числа ионов пропорциональна их количеству.

Решая уравнение, видим, что

$$\log_e(q - \lambda n) = \lambda t + A, \tag{2.5}$$

где A — константа.

При $t = 0, \quad n = 0$ и $A = \log_e q$.

То есть,

$$n = \frac{q}{\lambda}(1 - e^{-\lambda t}). \tag{2.6}$$

При большой разности потенциалов между тестовыми пластинами ток i через газ в момент времени определяется формулой:

$$i = ne$$

где e — заряд иона.

Когда достигается стационарное состояние, $\frac{dn}{dt} = 0$; и максимальное количество N ионов, образующихся в секунду радиоактивными частицами между пластинами, определяется формулой:

$$N = \frac{q}{\lambda}, \tag{2.7}$$

а максимальный ток I определяется формулой: $I = Ne$.

Следовательно,

$$\frac{i}{I} = 1 - e^{-\lambda t}. \tag{2.8}$$

Ток, таким образом, возрастает по тому же закону, что и электрический ток в цепи с постоянной индуктивностью.

Этот результат подтверждается экспериментом по увеличению тока между двумя концентрическими цилиндрами. Оксид тория, заключенный в бумагу, был помещен внутрь цилиндра. Между цилиндрами пропускали поток воздуха, чтобы удалить эманацию как можно быстрее после ее образования. Подача воздуха была прекращена, и ток между двумя цилиндрами измерялся с помощью электрометра в течение последовательных интервалов времени после прекращения подачи воздуха. В таблице 2.20 — Table IV приведены полученные результаты.

Результаты представлены на рис. 2.12 — Fog. 2, кривая B, где по оси ординат отложен ток, а по оси абсцисс — время. Можно заметить, что кривая нарастания тока по форме подобна кривой нарастания электрического тока в

Length of cylinder = 30 cms
Internal diameter outer cylinder=5.5 cms.
External diameter inner cylinder=.8 cms.
100 volts between cylinders

Time in Seconds	Current in Scale-divisions per second
0	2.4
7.5	3.3
23	6.5
53	12.5
67	13.8
96	17.1
125	19.4
184	22.7
244	25.3
304	25.6
484	25.6

Таблица 2.20: Table IV. Возрастание тока до насыщения. Резерфорд 1900 г. [150]

цепи с постоянной индуктивностью. Ток достигает половины своего значения примерно через минуту после прекращения подачи воздуха, что согласуется с приведенным уравнением $e^{-\lambda t} = \frac{1}{2}$ при t=60 секунд (см. Таблицу 2.20 — Table IV). В момент прекращения подачи воздуха ток имеет определенное значение, поскольку большая часть ионов, выделяемыхиз эманации, прежде чем они будут выдут из баллонов, достигает электродов.

Когда источник эманации удален, $q = 0$, и уменьшение числа ионов, образующихся при эманации, определяется уравнением

$$\frac{dn}{dt} = \lambda n, \tag{2.9}$$

При $n = N$, когда $t = 0$, имеем

$$\frac{n}{N} = e^{-\lambda t} \tag{2.10}$$

или

$$\frac{i}{I} = e^{-\lambda t}, \tag{2.11}$$

т.е. ток через газ уменьшается в геометрической прогрессии. Через 20 минут ток через газ составляет лишь примерно одну миллионную часть от своего первоначального значения.

Было показано, что $e^{-\lambda t} = \frac{1}{2}$ при t=60 секунд.

Поэтому $\lambda = \frac{1}{86}$, и

$$N = \frac{q}{\lambda} = 86q; \tag{2.12}$$

или общее количество ионов, образующихся в секунду при достижении стационарного состояния, в 86 раз превышает количество ионов, поступающих в секунду в результате излучений.

Количество излучения от оксида тория увеличивается с толщиной слоя. Когда 1 грамм оксида тория был нанесен на поверхность толщиной 25 см, количество разряда, вызванного обычным излучением, практически достигло максимума. Скорость утечки из-за излучения при той же толщине была невелика. При нанесении 9 граммов оксида на ту же площадь скорость утечки из-за излучения достигла примерно половины своего максимального значения, что в этом случае соответствовало четырехкратному увеличению скорости утечки, вызванной обычным излучением. Таким образом, излучение сохраняет свои радиоактивные свойства, даже после диффузии через несколько миллиметров соединения тория.

Эманация происходит независимо от газа, которым окружен торий. Действие очень похоже, независимо от того, используется ли воздух, кислород, водород или угольная кислота.

Скорость разряда, вызванного эманацией, уменьшается при понижении давления окружающего воздуха. Было проведено лишь несколько наблюдений, но результаты, по-видимому, указывают на единичную скорость эмиссии эманации при всех давлениях; однако, поскольку интенсивность ионизации газа изменяется прямо пропорционально давлению, скорость утечки уменьшается при понижении давления. Количество эманации, насколько это было возможно в ходе экспериментов, также не зависит от количества присутствующего водяного пара.

Способность испускать радиоактивные частицы в значительной степени не присуща другим радиоактивным веществам, кроме тория. Все исследованные соединения тория обладают ею в заметной степени, и она особенно велика в оксиде. Были использованы два разных образца оксида: один получен от компании Schuchart из Германии, а другой — от компании Elmer & Amend из Нью-Йорка. Из последнего оксид получают путем прокаливания нитрата тория, полученного из монацитового песка. Количество разряда, вызванного эмиссией, увеличивается в несколько раз при превращении нитрата в оксид; но в то же время скорость разряда, обусловленного обычным излучением, испускаемым торием, увеличивается примерно в той же степени. Превращение нитрата в оксид происходило при температуре ниже красной отметки. При нагревании в течение некоторого времени при высокой температуре количество эманации постоянно уменьшалось, пока после четырех часов воздействия тепла скорость выделения эманации не стала составлять лишь 5 от значения, наблюдаемого непосредственно после ее превращения в оксид.

Как оксалат, так и сульфат тория действуют аналогично нитрату; однако эманация все еще выделяется в значительном количестве после продолжения

нагревания.

При рассмотрении вопроса о происхождении и природе эманации естественным образом напрашиваются два возможных объяснения, а именно:

(1) Эманация может быть вызвана мелкими частицами пыли радиоактивного вещества, испускаемыми соединениями тория.

(2) Эманация может представлять собой пар, выделяемый соединениями тория.

Тот факт, что эманация может проходить сквозь металлы и большие куски бумаги, а также сквозь пробки из ваты, является веским доказательством против пылевой гипотезы. Однако для решения этого вопроса были предприняты специальные эксперименты. Эксперименты Эйткена [106] и Вилсона [421] показали, что обычный воздух может быть полностью очищен от пылевых частиц путем многократного небольшого расширения воздуха над поверхностью воды. Пылевые частицы действуют как ядра для образования мелких капель и удаляются из газа под действием силы тяжести.

Эксперимент был повторен с присутствием оксида тория в сосуде. Оксид был заключен в бумажный цилиндр, который позволял эманации проходить через него. После многократных расширений облако не образовалось, что показывает, что при использованных расширениях частицы эманации были слишком малы, чтобы стать центрами конденсации водяного пара.

Таким образом, из этого эксперимента можно сделать вывод, что эманация не состоит из пылевых частиц оксида тория.

Было бы интересно изучить поведение эманации при более крупных и резких расширениях, подобно тому, как это делал К.Т.Р. Вилсон в своих экспериментах по изучению действия ионов как центров конденсации [421].

Эманация, возможно, представляет собой пар тория. Есть основания полагать, что все металлы и вещества в той или иной степени выделяют пар. Если молекулы вещества обладают радиоактивной способностью тория, то можно ожидать, что пар вещества сам по себе будет радиоактивным в течение короткого времени, но радиоактивная способность уменьшится вследствие быстрого излучения энергии. Некоторую информацию по этому вопросу, вероятно, можно получить, наблюдая скорость диффузии эманации в газы. Выражается надежда, что экспериментальные данные такого рода позволят приблизительно определить молекулярную массу эманации.

Были предприняты попытки выяснить, достаточно ли количества эманации от оксида тория для существенного изменения давления газа в отработанной трубке. Оксид был помещен в колбу, соединенную со спектроскопической трубкой Плюккера. Вся трубка была откачана, и давление было зафиксировано манометром Маклеода. Колба с оксидом тория была отсоединена от основной трубки с помощью крана. Трубка Плюккера была снова заполнена и откачана до того же давления. При повторном соединении двух трубок существенной разницы в давлении или во внешнем виде разряда от

индукционной катушки не наблюдалось. Спектр газа остался неизменным.

Эксперименты, которые все еще находятся в процессе, показывают, что излучение обладает весьма примечательным свойством. Я обнаружил, что положительный ион, образующийся в газе в результате излучения, обладает способностью вызывать диэлектрическую активность во всех веществах, на которые он падает. Эта способность испускать излучение сохраняется в течение нескольких дней. Излучение имеет более проникающий характер, чем излучение, испускаемое торием или ураном. Таким образом, излучение от соединений тория обладает свойствами, которыми сам торий не обладает. Более полное описание полученных результатов будет представлено в последующем сообщении. »

2.6.2 Эманация тория — Дорн

Вслед за публикацией Резерфорда Фридрих Эрнст Дорн опубликовал статью «Die von radioactiven Substanzen ausgesandte Emanation» [143].

« Резерфорд [149] заметил, что поток воздуха, проходящий над оксидом тория (или другими соединениями тория), не только приобретает свойство разряжать электризованные тела, но и не теряет этой способности даже после прохождения через трубку, заполненную ватой, и сохраняет её в течение нескольких минут, тогда как активность, производимая рентгеновскими лучами и лучами урана, длится всего несколько секунд и разрушается ватой при прохождении через трубку (даже эффект подъема, достигаемый с помощью влажного белого фосфора, теряет это свойство при фильтрации через хлопок).

Он искал причину этих явлений в «эманации», испускаемой соединениями серы, которая сама по себе не «ионизирована», но способна ионизировать газы. Во второй работе [150] Резерфорд приписывает так называемую «вторичную активность» эманации. Соединения тория могут временно сделать все соседние твердые тела радиоактивными, особенно когда последние имеют отрицательный заряд.

По мнению Резерфорда, эманация прикрепляется к телу; предполагается, что эманация мигрирует, особенно вместе с положительным ионом. Резерфорд утверждает (там же, с. 191), что другие радиоактивные вещества (особенно уран) не обладают теми же свойствами.

Поэтому я воспользовался возможностью исследовать несколько радиоактивных веществ, хранящихся в Физическом институте им. Изига, в направлении, указанном Резерфордом, а также в других аспектах.

1. Материалы, доступные для анализа: металлический уран в порошкообразной форме, оксид тороксида, радиоактивный бромбарий от DE HAEN в модификациях A и B, радиоактивный хлорбарий и субнитрат висмута (полоний) французского происхождения.

2. Аппарат для исследования эманации (см. рис. 2.13 — Fig 1) основан на конструкции Резерфорда, за исключением того, что латунный стержень A, соединенный с электрометром, не проходил через эбонитовую пробку, вставленную в B, а поддерживался стержнем из сургуча, который был частично разрезан латунным колоколом и свободно входил через отверстие в B.

Это предотвращало перемещение заряда из B в A, а также активацию изолирующей нити. Стеклянная трубка C вставлена в B с эбонитовой пробкой; спереди (справа) C закрыта проволочной сеткой для возможности введения ваты.

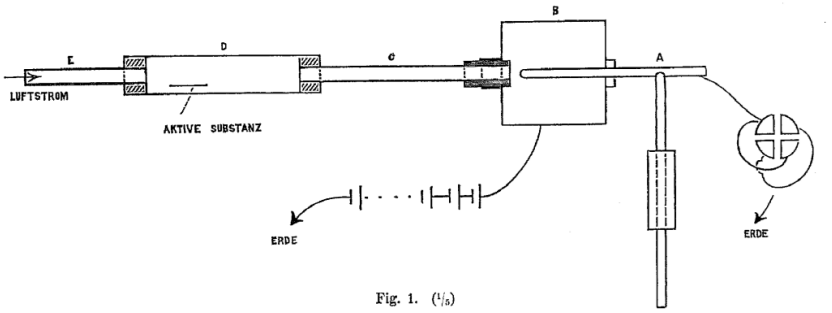


Fig. 1. (1/5)

Рис. 2.13: Схема установки Fig 1. Дорн 1900 г. [142]

Вещество, подлежащее исследованию, обычно дважды завернутое в черную бумагу, помещали в латунную трубку D. Поток воздуха — приблизительно 1 литр за 2 минуты — изначально был влажным; при необходимости для сушки подключали промывочную бутылку с серной кислотой и осушительную трубку.

В первой серии экспериментов (апрель 1900 г.) в трубку B помещали 14 или 60 латимерных элементов Кларка, а во второй (июнь и июль) — 100 латимерных элементов Кларка.

Стрелка электрометра (по Маскарту) была заполнена 100 латимерными элементами Кларка; 1 вольт создавал (с помощью небольших колеблющихся колец) 14 или (в случае 2) 22 деления шкалы отклонения.

Вторичная активность генерировалась (см. рис. 2.14 — Fig 2a) на платиридных проволоках диаметром 0,26 мм и длиной 10 см, которые были припаяны к более толстому латунному стержню и вставлены через парафиновую пробку в латунную трубку.

Для проверки активированных проволок на электрометре использовалось соответствующее устройство (см. рис. 2.14 — Fig 2b), за исключением того, что здесь парафиновая пробка с проволокой не вставлялась, а удержи-

валась специальной подставкой на расстоянии 1-2 мм от латунной трубки.

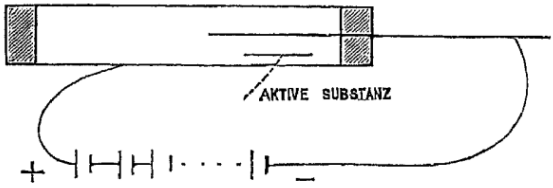


Fig. 2 a. (1/5)

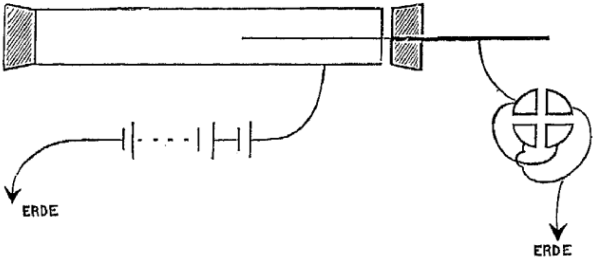


Fig. 2 b. (1/5)

Рис. 2.14: Схема установки Fig 2. Дорн 1900 г. [142]

3. Первая серия экспериментов касалась только эманации.

В соответствии с выводами Резерфорда, мне не удалось обнаружить активацию воздуха, прошедшего через фильтр, с ураном. В этом отношении я также потерпел неудачу в повторных экспериментах с полонием, как сухим, так и влажным. (См. ниже.)

Дыхание на бумажные подушки не вызвало существенных изменений; однако после повторного дыхания на них и пребывания во влажной камере в течение 3 секунд были зафиксированы значения 61,6 и 72,2 по шкале; через 5 секунд, без потока воздуха, значение составило 6,9. Таким образом, наблюдалось умеренное увеличение эффекта, обусловленного влажностью.

Через несколько дней высушенный тороксихлорид дал показание 57,0 при подаче сухого воздуха ...

В ряде измерений эффект наблюдался, значения составляли 125, 95, 103, 230.

Вещество теперь (без добавления) оставили для активации. проволоки на 4 дня. Вторичная активность 289: таким образом, слабее, хотя здесь вещество, вероятно, стало несколько суше.

Поэтому кажется, что (по крайней мере, с BaCl2) эманация и активиру-

ющий эффект достигают своего максимального значения при определенной стадии поглощения влаги . Кстати, полоний, по-видимому, вел себя аналогично, по крайней мере, в отношении эманации.

5. Резерфорд утверждает, что эманация способна проникать сквозь алюминий. Некоторые из экспериментов, позволяют дать соответствующую интерпретацию; однако из-за наличия масел в алюминиевой фольге достоверность установить невозможно. Поэтому я провел эксперименты с BaCl2 (тем же самым, что использовался в описанных выше экспериментах), который находился в сильно высушенном состоянии в тонкостенной, сплавленной стеклянной трубке.

Наблюдался только прямой эффект излучения, но эманации в нескольких экспериментах не было. Например, наблюдались следующие значения: без потока воздуха 12,4; с потоком воздуха 11,3; без потока воздуха 13,9; с потоком воздуха 12,9; без потока воздуха 12,2. Аналогично, в повторных экспериментах не наблюдалось ни малейшей эманации. полупромышленной активности на платиновой проволоке, подвергнутой воздействию стеклянной трубки с BaCl2, обнаружено.

Даже во влажном состоянии активный BaCl2, расплавленный в той же стеклянной трубке, не проявлял признаков проникновения эмали в стекло

Таким образом, проницаемость стекла для эманации таким способом установить не удалось.

6. По мнению Резерфорда, вторичная активность, вызванная ThO2, со временем довольно медленно снижается, падая примерно до половины своего первоначального значения за 11 часов. Я пока не нашел времени для систематических наблюдений в этом направлении.

Однако это согласуется с результатами Резерфорда, согласно которым однажды, через 21 час, эффект проволоки, активированной ThO2, уменьшился с 41,1 до 10,2 делений шкалы.

Вторичная активность, вызванная BaBr2 и BaCl2, однако, снижается гораздо быстрее. Даже самые эффективные проволоки за два дня становились достаточно инертными, чтобы их можно было использовать для новых экспериментов.

Полученный результат производной через 24 часа составил всего 8,0 за 1 минуту, в то время как инертная проволока дала 3,0. Аналогичные наблюдения были сделаны чаще.

Из этого я хотел бы сделать вывод о качественном различии между эманацией (и последующей активностью), производимой соединениями тория, с одной стороны, и активными соединениями бария, с другой. После прекращения подачи воздуха эманация с ThO2 оставалась относительно меньше, чем с другими веществами. Невозможно с уверенностью определить, связано ли это с «истощением» абсолютно низкой эманации с ThO2 или является результатом качественного различия

7. Я также время от времени делал наблюдения об ослаблении вторичной активности, вызванном внешними воздействиями, как это предположил Резерфорд ...

⋮

10. Насколько мне известно, пока нет наблюдений, свидетельствующих о возможности генерации третичной активности с помощью вторичных активных веществ. Сначала я попытался противодействовать сильно активированной проволоке в качестве анода с помощью ранее неактивной проволоки, которая служила катодом, но получил лишь незначительный эффект. Предварительная активация трубки (рис. 2a) с помощью BaCl2 оказалась более успешной. Третично активированная проволока (50 мин.) вызвала отклонение на 86 угловых секунд. Когда я, чтобы избежать попадания основного активного вещества в трубку, обернул черную двойную бумажную оболочку папиросной бумагой, а после успешной вторичной активации (с помощью BaCl2) тщательно продул трубку, я все же получил 8,2 в результате третичной активации (неактивная проволока 2,7).

11. Другое явление, по-видимому, связано с эманацией, которую я уже описывал в своей лекции от 20 января 1890 года и с тех пор исследовал более подробно. Поскольку я оставляю за собой право предоставить дополнительную информацию, я лишь кратко упомяну следующее: если поместить две свинцовые пластины с параллельными щелями на разной высоте рядом с радиоактивным веществом, а фотопластинку — на некотором расстоянии над верхней, то изображение щели легко получить в вакууме. В закрытом сосуде с воздухом при атмосферном давлении происходит равномерное почернение всей пластины с метками на плотно прилегающих поверхностях. Если устройство поместить в темноту на открытом воздухе, равномерное почернение сохранится. В последнем случае эманация переносится воздушными потоками; в закрытом сосуде она удерживается вместе, но не действует непосредственно на пластину, а только за счет ионизации воздуха. Если это устранить откачкой, общего разбухания не происходит.

Фотографические эффекты в полностью или почти закрытых камерах дополнительно усложняются эманацией. Даже предыдущие наблюдения следует интерпретировать по-другому, учитывая это.

12. В дополнение к другим наблюдениям, разрядное действие основных активных веществ также было исследовано с помощью электрометра Брауна, расположенного в железном цилиндре (со стеклянной катушкой), который был снабжен примитивным конденсатором (верхняя пластина 80 кв. см, расстояние между пластинами 4,5 мкм).

Результаты для одного и того же вещества сильно различались в зависимости от его состояния — сухого или влажного, — но мне не удалось найти простую, универсально применимую зависимость между активностью и содержанием влаги. BaCl2, как правило, оказывался более активным в сухом

состоянии (разряд 1500–1000 вольт при 27 вольтах), чем во влажном (тот же интервал до 287 вольт), но быстрые разряды также происходят во влажном состоянии.

13. Я расплавил трубку, содержащую реактивный хлорид базальта, вместе с трубкой Гейсслера, на ртутном воздушном насосе по методу Тупперхагена. Запорный кран позволял отводить эти части в основной поток насоса.

Мне так и не удалось обнаружить новую спектральную линию, даже когда после быстрой откачки я закрывал запорный кран и нагревал активное вещество до 1000°C в течение нескольких часов, и даже когда я собирал газ, выделяющийся при нагревании, и вводил его в новую трубку.

Вывод. Сильная зависимость эманации и вторичной активности от изменений влажности, продемонстрированная выше, представляется мне особенно интересной.

Таким образом, это проявление радиоактивности тесно связано с физико-химическим процессом, так что, по крайней мере, существует возможность найти энергетический эквивалент для этих процессов.»

2.6.3 Эманация радия

В 1899 году Пьер и Мария Кюри, изучая излучения радия, пришли к выводу, что излучение сохраняется в течение нескольких дней [111]. Супруги Кюри обнаружили изотоп радон-222 с периодом полураспада 3,8 дня, хотя они оставались неуверенными в том, является ли это излучение на самом деле газом. В 1901 году Пьер Кюри и Дебьерн обсуждали «непрерывное образование радиоактивного газа» — непрерывное образование радиоактивного газа из радия [126], но в своей докторской диссертации 1903 года Мария Кюри предположила, что «мы с господином Кюри считаем, что предположение о том, что радий испускает газ, является «Пока не доказанным». [28]

На самом деле, то, что излучение радия является радиоактивным газом, было ясно продемонстрировано Резерфордом и Брукс в 1901 году, [102] хотя они и старались отдать должное более ранним наблюдениям Кюри.

Надо отметить, что большинство стандартных источников по химическим элементам указывают Ф. Дорна как первооткрывателя радона, в 1900 году. Фактически Дорн в основном повторил эксперимент Кюри с более активными соединениями радия [143]. Также есть ссылки на Дорн [143] «Versuche uber sekunda strahlen und radiumstrahlen» — «эманация радия» (изотоп радон-222).

Все перечисленные публикации находятся в труднодоступных источниках. В статье 2010 г. Дж. Маршал и В. Маршал [144] «Rediscovery of the Elements: Rutherford and Radon» указывается на возможно, неправильность ссылок на год публикаций (правильно — 1901 г.). Что касается исследований Дорна, под его рукодством была выполнена диссертационная работа Фр. Вальштабе

« Untersuchungen über die Emanation des Radiums» [145] 1903 г.

В связи с недостаточнойстью информации, вопрос о приоритетах обсуждать не будем. Приведём текст работы, в которой была доказана газовая природа эманации.

Газовая природа эманации радия

Статья Резерфорда и Брукса «The new gas from radium» [102] опубликована в 1901 г.

« В одном из последних номеров «Comptes Rendus» Кюри сообщил о находке свидетельства существования нового газа, получаемого из радия, обладающего замечательными физическими свойствами. Образец очень радиоактивного радия был помещен в стеклянный сосуд, соединенный с ртутным насосом. При создании низкого вакуума и предоставлении аппарату времени давление неуклонно возрастало. Когда очень небольшой объем собранного таким образом газа протекал по стеклянным трубкам, он делал их фосфоресцирующими, а если оставить их на некоторое время, они быстро чернели. Сам газ был сильно радиоактивным, то есть он непрерывно испускал рентгеновские лучи, которые делали газы частично проводниками электричества и быстро воздействовали на фотопластинку. Этот газ сохраняет свою радиоактивность в течение нескольких недель. Некоторое время назад один из авторов независимо исследовал одно из самых замечательных свойств радиоактивных веществ, а именно способность непрерывно испускать некие радиоактивные частицы. Термин «эманация» применялся к испускаемому веществу, поскольку в то время не было никаких доказательств того, являлось ли испускаемое вещество паром вещества, радиоактивным газом или частицами материи, каждая из которых содержала большое количество молекул.

Было показано, что «эманация» соединений тория сохраняет свою радиоактивность в течение нескольких минут и обладает замечательным свойством вызывать радиоактивность каждого вещества в окрестностях тория в течение нескольких дней. Образцы нечистого радия, находившиеся тогда у автора, не обладали способностью испускать такую эманацию; но Дорн, используя более поздний и более активный препарат радия, показал, что он обладает той же эманирующей способностью, что и торий. Одним из наиболее интересных свойств возбужденной радиоактивности является то, что ее можно сконцентрировать в электрическом поле на катоде, так что очень тонкая проволока из любого металла может вести себя как мощное радиоактивное вещество в течение нескольких дней.

Недавно один из авторов опубликовал в журнале Physical Journal статью о влиянии температуры на излучательную способность радиоактивных веществ. В статье было показано, что излучательная способность тория увеличивалась с повышением температуры примерно до красной точки, но при

нагревании до белой точки излучательная способность исчезала и не восстанавливалась. Исследование образца радия, полученного из Де Хаена, Ганновер, показало, что влияние температуры на его излучательную способность было очень значительным. При нагревании вещества ниже красной точки его излучательная способность увеличивалась более чем в 10 000 раз, но в значительной степени исчезала при нагревании до более высокой температуры. Было обнаружено, что излучение, полученное при пропускании медленного потока воздуха над нагретым радием, сохраняло свою радиоактивность в течение нескольких недель при хранении в закрытом металлическом сосуде. Радиоактивность медленно снижалась, но оставалась довольно заметной даже после месяца.

Теперь встал более важный вопрос: можно ли разработать какие-либо физические эксперименты для решения проблемы определения того, является ли эманация на самом деле радиоактивным газом, выделяемым из вещества, или паром вещества, или же излучением частиц, значительно превышающим молекулярные. Эксперименты с торием показали, что при хранении оксида тория в вакуумной трубке, соединенной с ртутным насосом, не удается собрать значительный объем газа. В спектре газа не наблюдалось новых линий. Таким образом, количество выделяемой эманации было слишком мало, чтобы обнаружить ее по объему таким способом, но электрическая проводимость, создаваемая эманацией в газе, с которым она смешана, часто очень велика и может быть использована в качестве меры количества присутствующей эманации. Эманация испускает тип излучения, который ионизирует окружающий газ. При приложении сильного электрического поля ток через газ достигает максимального значения и затем является мерой общего числа ионов, образующихся в секунду, умноженного на заряд иона.

Определив скорость диффузии эманации в воздух или другие газы с помощью электрического метода, можно получить приблизительную оценку её молекулярной массы. Коэффициенты взаимной диффузии большинства простых газов известны давно, и результаты показывают, что коэффициент диффузии одного газа в другой обратно пропорционален квадратному корню из произведения молекулярных масс. Следовательно, если коэффициент диффузии эманации в воздух окажется равным значению, лежащему между значениями двух газов и , мы можем заключить, что молекулярная масса эманации находится между молекулярными массами и . Использованный прибор был аналогичен тому, который использовал Лошмидт в своих экспериментах по определению коэффициента взаимной диффузии газов в 1871 году [103]. На рис. (1) показана общая схема.

Длинный латунный цилиндр диаметром 6 см и длиной 73 см был разделён на две равные части подвижным металлическим затвором. Концы цилиндра были закрыты эбонитовыми пробками. Два изолированных латунных стержня, каждый длиной в половину трубки, проходили через эбонитовые

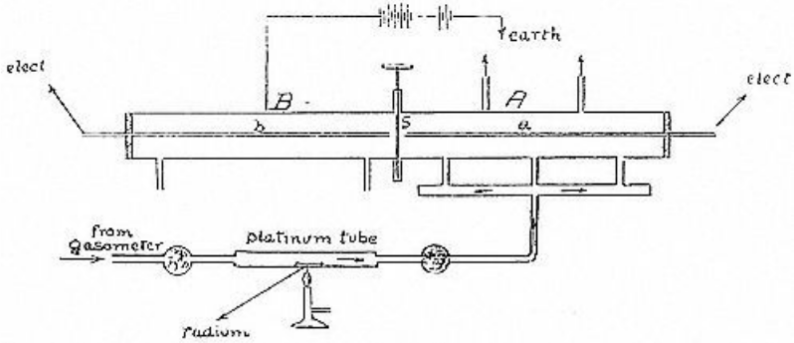


Fig. I.

Рис. 2.15: Схема установки. Резерфорд-Брукс 1901 г. [102]

пробки и были закреплены по центру трубки. Цилиндр был изолирован и соединён с одним полюсом батареи на 300 вольт, другой полюс которой был заземлён. Центральные стержни могли быть подключены к чувствительному квадрантному электрометру. Цилиндр был покрыт толстым слоем войлока и помещен внутрь металлического ящика, заполненного ватой, чтобы поддерживать максимально стабильные температурные условия.

Для того чтобы подать достаточное количество эманации в полуцилиндр, необходимо было слегка нагреть радий. Затвор закрывали, а боковые трубки открывали. Медленный поток сухого воздуха из газового мешка проходил через платиновую трубку, в которой находилось небольшое количество соединения радия. Эманация переносилась вместе с воздухом в цилиндр. Когда было подано достаточное количество, что проверялось электрометром, подача воздуха прекращалась. Боковые трубки были закрыты тонкими капиллярными трубками. Они предотвращали значительные потери газа из-за диффузии, но служили для поддержания давления газа внутри на уровне давления наружного воздуха. Три входные трубки в цилиндр, показанные на рисунке, предназначались для первоначального максимально равномерного смешивания эманации и газа. После нескольких часов выдержки для стабилизации температурных условий затвор открывали, и эманация начинала диффундировать в трубку. Ток через трубки измеряли электрометром с соответствующей мощностью, подключенным параллельно, через регулярные интервалы времени. Первоначально в , нет тока, но после открытия затвора количество в уменьшилось, а количество в неуклонно увеличилось. Через несколько часов количество в каждой половине почти одинаково, что

показывает, что эманация почти равномерно распределена по всему цилиндру.

Однако возникает неопределенность при оценке и для скорости утечки в , которая состоит из тока, обусловленного только эманацией, и тока, создаваемого в газе возбужденной радиоактивностью на электродах. Поскольку количество возбужденной радиоактивности увеличивается со временем, отношение тока, обусловленного эманацией, к току, обусловленному возбужденным излучением, изменяется в зависимости от времени, отведенного на диффузию. Отношение тока, обусловленного возбужденным излучением, можно определить, удалив центральный электрод и определив величину тока сразу после введения нового электрода.

Когда эманация распространяется в течение получаса, ток, обусловленный возбужденной радиоактивностью, составляет примерно целое значение. Расчетное значение оказалось примерно на 20 процентов больше после применения поправки на количество возбужденной радиоактивности. Значение, полученное в результате экспериментов, находилось в диапазоне от до . Все последующие наблюдения дали значение около . Это изменение значения, полученного в результате экспериментов, не полностью обусловлено ошибками эксперимента; значения, полученные сначала с новым образцом радия, во всех случаях были выше, чем когда он находился в течение нескольких месяцев. По-видимому, эманация имеет не простой характер, и часть первоначально испускаемой эманации имела меньшую молекулярную массу, чем та, которая испускалась после нескольких месяцев воздействия воздуха. В настоящее время проводятся дальнейшие эксперименты, чтобы выяснить, претерпевает ли эманация радия прогрессивные изменения со временем. ...

(По табличным данным) коэффициент взаимной диффузии обратно пропорционален молекулярным массам. В случае более простых газов экспериментально доказано, что коэффициент взаимной диффузии приблизительно обратно пропорционален квадратному корню из произведения молекулярных масс. Если применить эти соображения к эманациям, то видно, что это газ или пар с молекулярной массой (с широким допуском), вероятно, находящейся в диапазоне от 40 до 100. Эти числа исключают возможность того, что вещество является паром радия, поскольку М. и г-жа Кюри уже показали, что атомная масса радия больше, чем атомная масса бария. Следовательно, мы должны заключить, что *эманация в действительности представляет собой тяжелый радиоактивный пар или газ.*

Ввиду быстрого спада излучательной способности ториевых эманаций невозможно определить их коэффициенты диффузии таким же образом; однако специальные эксперименты показывают, что он быстро диффундирует и, вероятно, также имеет газообразный характер. Физические свойства этих излучений или газов весьма примечательны. Излучение радия не только продолжается в течение длительных периодов времени, являясь источником из-

лучения, по-видимому, сходного по характеру с легко поглощаемыми рентгеновскими лучами, но и каким-то образом образует из себя положительно заряженное вещество, которое перемещается к отрицательному электроду и становится источником вторичной радиоактивности.»

2.6.4 Эманация актиния

В статье C. Fry, M. Thoennessen «Discovery of the astatine, radon, francium, and radium isotopes» [146] 2013 г. указывается на публикации Гизеля и Дьеберне 1903 г., независимо обнаруживших изотоп радона Rn-219.

В статье 1903 г. «Ueber den Emanationskörper aus Pechblende und über Radium» Гизель сообщил об обнаружении нового эманация, которая позже была идентифицирована как 219Rn [147]. Эманация была выделена из образца настура. « ...По меньшей мере 2 мг указанного элемента должно содержаться в 2 г. На основании представленных фактов, вероятно, исключается, что это вещество может быть радием или полонием. Пока я воздерживаюсь от обычного названия гипотетического элемента. »

Месяц спустя Дьеберн независимо наблюдал излучение актиния и сообщил, что оно быстро исчезают «Sur la radio-activité induite provoquée par les sels d'actinium» (Об индуцированной радиоактивности, вызванной солями актиния) [148]. Период полураспада Rn-219 составляет 3,96(1) с.

2.6.5 Осознание свойств эманаций к 1913 г.

Все изотопы радона имеют веьма короткие времена жизни и их накопление в макроскопическом объёма практически невозможно. Поэтому их изучение весьма сложно и шло достаточно медленно. Как было уже сказано выше, ещё в 1904 г. Кюри не считали само существование эманации радия доказанным [28].

Поэтому для подтверждения промежуточных итогов обратимся к публикациям классиков, М. Кюри и Э. Резерфорда, изданных в 1912-13 гг. О них уже упоминалось во «Введении» — см. стр. 18. Книга М. Склодовской-Кюри «Радиоактивность » 1912 г. [29] даёт картину развития исследования радиоактивности и её состояния на момент публикации книги. Книга Э. Резерфорда «Radioactive Substances and Their Radiations» 1913 г. [36] содержит материал самых важных работ Резерфорда в Монреале и Манчестере.

Кюри

В 5-ой главе книги М. Склодовской-Кюри «Радиоактивность » 1912 г. [29] в §54 «Радіоактивныя эманаціи» содержится краткое описание свойств эманаций.

Резерфорд

Книги Э. Резерфорда «Radioactive Transformations» 1906 г. [35] В первой книге он подробно описывает теорию радиоактивного распада и последовательные превращения химических элементов. Главы 2 «Radioactive changes on Thorium» и 3 «Radium emanation» содержат материал и понимание на момент издания книги, в 1906 г.

Книга Э. Резерфорда «Radioactive Substances and Their Radiations» 1913 г. [36] Главы IX «Radio-active Gases» и XIII «Radium and its Emanation». Подробно описаны свойства эманаций.

2.7 Обзор исследований 1896-1903 г.

Обзор исследований до 1903 г. проследим по Нобелевской лекции 1903 г. Беккереля [76], где весьма подробно рассмотрен первый этап иследований радиоактивности.

История открытия

« Тема, о которой я предлагаю вам поговорить, за несколько лет стала настолько важной, что для того, чтобы осветить её в одной лекции, мне пришлось бы ограничиться перечислением основных фактов в хронологическом порядке их открытия. Но как П. и М. Кюри представят вам их прекрасную работу по радиации, я бы просто обобщил предмет и дал бы некоторое описание своих собственных исследований.

В начале 1896 года, каждый день, когда в Париж приходили новости об экспериментах Рентгена и об экстраординарных свойствах лучей, излучаемых фосфоресцирующими стенками труб Крукса, я подумал о проведении исследований, чтобы выяснить, излучает ли весь фосфоресцирующий материал аналогично. Результаты эксперимента не подтвердили эту идею, но в ходе этого исследования я столкнулся с неожиданным явлением.

Из всех фосфорсодержащих материалов *соли урана* показались особенно подходящими для исследований, поскольку они обладают исключительной структурой, определяемой гармоническим рядом полос, формирующих их спектры поглощения и фосфорного возбуждения.

Таким образом, я поместил листы двойного сульфата урана и калия на фотопластинки, заключенные в черную бумагу или защищенные листом алюминия, и выставил их на свет на несколько часов. При проявке пластин я обнаружил, что соль урана излучала лучи, которые воспроизводили силуэты кристаллических листов через черную бумагу, и различные экраны из металла или стекла, нанесенные на пластины.

В этих условиях явление можно было бы объяснить преобразованием солнечной энергии, например, фосфорным возбуждением, но вскоре было признано, что излучение не зависит от любого известного источника возбуждения, такого как свет, электричество или тепло.

Мы столкнулись с необычным явлением, характерным для определенного порядка. Рисунок 2.16 показывает первый отпечаток, который выявил необычность излучения, испускаемого ураниевой солью. Лучи проходили как через черную бумагу, которая обертывала пластину, так и через тонкий лист меди в форме креста.

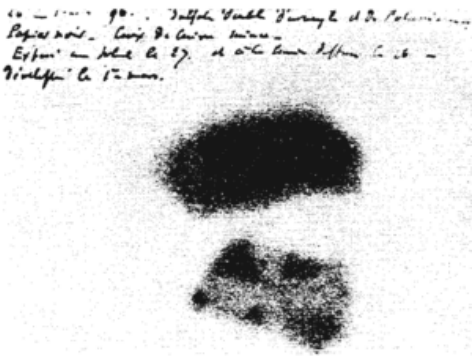


Рис. 2.16: Радиография корки урановой соли и корки, закрытой мальтийским крестом Fig 1. Беккерель 1903 г. [76]

На рисунке 2.17 показана *радиограмма* алюминиевой медали; неоднородное поглощение излучения различной толщиной металла выявляет эффект.

Поскольку соли урана были приготовлены очень давно, предполагалось, что интенсивность явления не зависит от времени, а следовательно, и выбросы являются постоянными. Все более поздние эксперименты показали, что активность урана не уменьшается со временем.

Получение этих первых результатов было замечено, что излучение урана, разряженного в электрически заряженные материалы, расположено на некотором расстоянии, и это явление предоставило второй метод изучения новых лучей. Фотографический метод был в основном качественным, электрический метод дал числовые данные, а ранние измерения показали постоянство излучения во времени.

Два метода показали, что все соли урана, независимо от их происхождения, излучали радиацию одного типа, что это свойство является атомным свойством, связанным с элементом ураном, и что металлический уран был

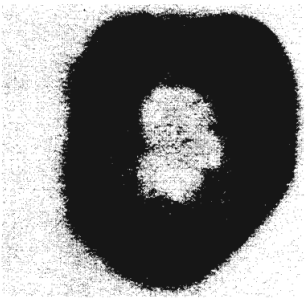


Fig. 2.

Рис. 2.17: Радиография алюминиевой медали Fig 2. Беккерель 1903 г. [76]

примерно в три с половиной раза активнее соли, использованной в первых экспериментах.

Сфера заряженного урана, которая разряжается мгновенно в воздухе под воздействием собственного излучения, сохраняет свой заряд в абсолютном вакууме. Обмен электрическими зарядами, происходящий между заряженными телами под воздействием новых лучей, является результатом особой проводимости, передаваемой окружающим газам, проводимости, которая сохраняется в течение нескольких мгновений после прекращения воздействия излучения.

Эти основополагающие свойства радиации, излучаемой ураном, были подтверждено позднее многочисленными следователями; Из них я упомяну только Резерфорда, который установил, что проводящие свойства газов, проходящих через из которых излучение урана полностью эквивалентны ионизации, вызванной другими факторами.

В ходе этих первых экспериментов наблюдение ряда явлений, которые были необъяснимы, направило меня по пути, к которому меня должны были вернуть мои последующие эксперименты. Различные образцы фосфоресцентного сульфида кальция, нанесенного на небольшие стеклянные пластины и покрытого небольшим стеклянным колпаком, наложенным на фотопластину, защищенную листом алюминия толщиной 2 мм, как показано на рис. 2.18.

Отпечаток, проявленный через 48 часов (рис. 2.19), выявил силуэты стеклянных пластин, воспроизведенные с деталями, которые были бы созданы преломлением и общимотражением световых лучей. Хотя Трост и Ньюэнглоуз одновременно наблюдали излучение проникающих лучей фосфоресци-

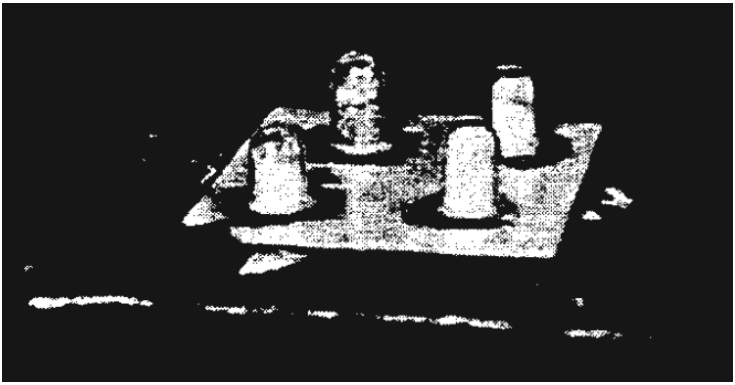


Рис. 2.18: Компоновка образцов Fig 3. Беккерель 1903 г. [76]

рующими материалами, вышеупомянутый эксперимент не удалось воспроизвести; причина мгновенного появления и исчезновения активности этих продуктов неизвестна. Но поскольку в экспериментах с ураном силуэты всех экранов, введенных между ними, окаймлены белыми линиями, обозначающими проецируемые тени, и похожи на силуэты на отпечатке, который мы только что упомянули, я решил приписать свойства света излучению от урана, в то время как все последующие эксперименты показали, что это излучение не может быть отражено или преломлено, как лучи света.

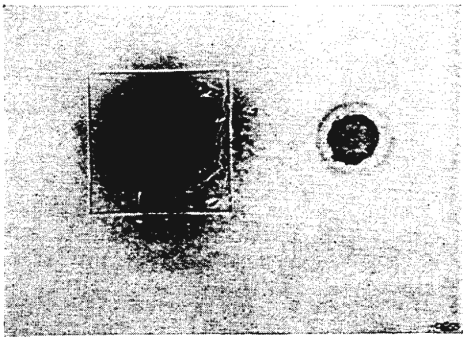


Fig. 4.

Рис. 2.19: Радиография образцов Fig 4. Беккерель 1903 г. [76]

Торий, полоний, актиний

В 1898 году Шмидт и мадам Кюри почти одновременно наблюдали, что торий обладает свойствами, аналогичными свойствам урана; эти свойства были изучены Оуэнсом и Резерфордом. М. и П. Кюри, после измерения, посредством ионизации воздуха, радиоактивности большого количества минералов, содержащих урана или тория, отметили примечательный факт, что некоторые минералы были более активны, чем металлический урана. После проверки факта, что активность сопровождала молекулу урана в ее различных комбинациях, М. и г-жа Кюри пришли к выводу, что они должны присутствовать в упомянутых минералах как веществе, более активном, чем уран, и они задумались о его выделении. Они обрабатывали один из наиболее активных минералов, смесь йоахимстаха, и сначала отделяли от него активный висмут, который они предполагали содержать новое вещество, полоний, а затем вскоре после этого получали чрезвычайно активный барий, связанный с новым элементом, радием. Эти продукты были получены путем фракционной кристаллизации в сочетании с показаниями электрометра. Активность продуктов увеличивалась с увеличением их содержания в элементах. Активность чистого радия примерно в миллион раз выше, чем у урана.

Гизель добился успеха в получении очень активных препаратов, а Дебьерн изучал продукт, тесно связанный с ториумом, который он назвал актиниумом.

Из этих различных препаратов радий обладает характеристиками, которые мы ассоциируем с простыми веществами; он имеет спектр излучения, образованный линиями, не принадлежащими ни одному другому известному элементу, и молекулярная масса солей радия увеличивается с их радиевым содержанием.

Первые образцы полония и радия, которые П. и М. Кюри был достаточно хорош, чтобы дать мне знать, выявил поразительную разницу в природе излучения, испускаемого каждым из этих веществ. Они были помещены в небольшие бумажные цилиндры, закрытые снизу очень тонкими хлопьями слюды или алюминия, и цилиндры были помещены на фотопластинку. На рисунке 2.20 показано, что радиационное излучение легко прошло через различные оболочки, в то время как излучение полония не проникло через стенку бумажного цилиндра; таким образом, лучи полония проникают лишь слабо.

Интенсивное излучение радиации возбуждает фосфорное возбуждение различных материалов и восстанавливает способность кристаллов к фосфорному возбуждению под воздействием тепла, когда они теряют эту способность в результате предыдущего повышения температуры; Кроме того, *радиоактивные соли становятся светящимися точками* под воздействием своего собственного излучения.

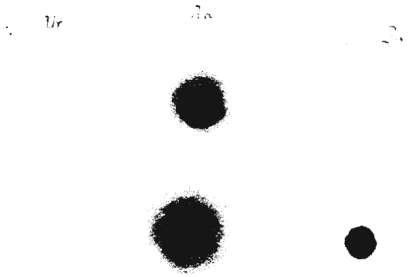


Fig. 5.

Рис. 2.20: Радиография урана, полония и радия Fig 5. Беккерель 1903 г. [76]

Отклонение в магнитном поле

К концу 1899 года сначала Гизель, а затем Мейер и фон Швейдлер наблюдали, что излучение активных препаратов отражается магнитным полем. В то же время, не зная об этих экспериментах, я отметил то же самое в случае радиационного излучения, предварительно отметив, что в неоднородном поле излучение концентрируется на полюсах, как и катодные лучи в *эксперименте Биркеланда* (террела) [89].

На рисунках 2.21 представлены некоторые изображения, полученные следующим образом:

Fig. 6. Fig. 7.

Рис. 2.21: Радиография радиоактивного препарата в магнитном поле Fig 6 7. Беккерель 1903 г. [76]

Несколько зерен радиоактивного вещества помещены на фотопластинку.

обернутый в черную бумагу и помещенный по горизонтали между полюсами магнита; При проявке пластины после нескольких мгновений экспозиции будет видно, что рядом с меткой, указывающей положение активного источника, образовался сильный отпечаток, полученный из-за излучения, отраженного полем и собранного на пластине только с одной стороны.

Два типа лучей

Почти сразу я понял, что лучи, излучаемые полонием, не были отклонены в вышеуказанных экспериментальных условиях, и что существует два типа лучей: один сильно отклоняется магнитным полем, а другой, по-видимому, не отклоняется. При изучении излучения радия, М. и П. Кюри наблюдали одновременное присутствие двух типов лучей и заметили, что лучи от полония, как и лучи того же типа, излучаемые радием, становились все более полгощающимися в зависимости от того, что проходили через большую толщину поглощающего материала: а для лучей другого типа это было не так.

Fig. 8.

Рис. 2.22: Радиография α- и β-лучей тория Fig 8. Беккерель 1903 г. [76]

На рисунке 2.22 показаны два типа лучей, известные в настоящее время как α-лучи (для тех, которые испускаются полонием) и β-лучи (для магнитно-отражаемой части излучения от излучения). Кроме того, я обнаружил, что торий испускает два типа лучей, и что даже в вакууме уран испускает только α-лучи (Рис. 2.23), не исключая существования гораздо менее активных, неотклоняющихся лучей.

По первым буквам греческого алфавита их назвали *альфа*- и *бета*-лучами — см. §3.1, статья Резерфорда 1899 г. [153].

На самом деле существует третий тип лучей, гамма-лучи, не отклоняемые магнитным полем, внимание к которому впервые было привлечено экспериментом, проведенным Виллардом, и который, как мы видим, аналогичен

Fig. 9.

Рис. 2.23: Радиография α-лучей урана Fig 9. Беккерель 1903 г. [76]

рентгеновским лучам.

Действие магнитного поля позволяет разделить и проанализировать различные компоненты излучения от радиоактивных веществ. β-лучи ведут себя подобно катодным лучам; можно предположить, как это было сделано для последнего, что они состоят из масс, несущих скорость, равную отрицательному заряду. В однородном магнитном поле напряженностью H траектории, нормальные для поля, должны представлять собой круговые пути, радиус R которого определяется соотношением $RH = (m/e)v$.

Для исходного направления, образующего угол ϕ с силовыми линиями, траектории представляют собой спирали, которые вращаются на цилиндрах радиусом $R\phi$. Я проверил различные геометрические последствия этого сходства.

Пучок β-лучей состоит из бесконечного множества лучей с траекториями, имеющими различные радиусы кривизны; магнитное поле рассеивает их, как призма, рассеивающая световые лучи различных цветов. Фотопластина без черной бумажной обертки может быть помещена параллельно однородному горизонтальному магнитному полю, например, на пластине в виде небольшой свинцовой чашки, содержащей несколько зерен разнородного бария, образующих источник очень малого диаметра. Излучение направлено на пластину и создает изображение только с одной стороны. Если на этой стороне разместить небольшие полоски различных веществ — бумаги, алюминия или различных металлов — будет обнаружено, что в диффузном изображении, представляющем собой своего рода спектр, существуют лучи с различной проникающей способностью, которые под каждым экраном дают изображения, пределы которых различны и которые составляют спектр поглощения. Далее будет видно, что изображение в основном вызвано вторичным излучением, которое исходит с той стороны, где возникают лучи падения.

Рисунок 2.24 слева — пример полученной радиографии; Экраны представляют собой: полоску черной бумаги, полоску алюминия толщиной 0,1 мм и платиновую фольгу толщиной 0,03 мм. Для обеспечения того, что может быть названо *чистым спектром*, т.е. так, что каждая точка на пластине освещается одним лучом, траектории которого имеют одинаковую кривизну, излучение от точечного источника должно проходить через узкое отверстие.

Fig.10. Fig.11.

Рис. 2.24: Радиография β-лучей Fig 10 11. Беккерель 1903 г. [76]

Результат тот же, что и выше (рис. 2.24 справа). Кроме того, на фотографии показано изображение, полученное с помощью вторичных лучей, излучаемых внутренней стороной свинцовый полуцилиндр, который закрывал источник и в котором был проткнут источник малая апертура в вопросе. Наконец, когда излучение собирается в течение секунд в малом объеме, результатом является единый луч.

Каждый отдельный случай может быть определен значением соответствующего ему произведения RH. В приведенных выше измерениях значения RH варьировались от 600 до примерно 2500 (подробности — в книге Кольрауша [415])

Более полный анализ излучения

Более полный анализ излучения может быть проведен с использованием следующего общего метода: Активный материал помещается на дно глубокой узкой канавки в небольшом блоке свинца для создания очень тонкого вертикального отвода от линейного источника длиной в несколько миллиметров. Эта система размещается внутри и параллельно однородному полю магнита.

Фотографическая пластина располагается над источником, перпендикулярно полю зрения и перехватывая отраженный луч. Сплошные лучи, достигающие пластины, создают на ней изображение, которое очень мало отличается от фактической траектории скользящего луча, излучаемого обычно в поле зрения. На фотопластинку помещено несколько экранов, проделанных небольшими щелями или прорезанных в пластинке; эти экраны позволяют проходить либо участкам чистого спектрального одиночного излучения. Для устранения света, излучаемого источником, последний покрывается тонкой алюминиевой фольгой. На практике экраны прикрепляются с помощью клея к стеклянной пластине, которая служит для прижимания их к фотопластине.

На рисунке 2.25 показано расположение экрана, на рисунках 13, 14 и 15 и некоторые радиографии, сделанные этим методом.

Fig.12.

Рис. 2.25: Установка для анализа различных излучений в магнитном поле Fig 12. Беккерель 1903 г. [76]

На двух из этих фотографий алюминиевая фольга толщиной 0,1 мм, концентричная с перфорированным экраном, была установлена поверх чистых спектров.

Можно видеть, что наименьшее количество отражаемых лучей проходит сквозь эту фольгу, как если бы ее там не было; другие более четкие лучи производят, один из них сливается, вторичные лучи, которые фотографически более активны, чем падающие лучи, и, наконец, самые четкие лучи не проходят через алюминиевую фольгу и производят на входной поверхности вторичные лучи, которые дают насыщенное изображение. Общее изображение в пределах контуров экранов также обусловлено вторичным излучением. Магнитное поле имело интенсивность 859 единиц СГС.

В этих тестах α-лучи были заблокированы, но γ-лучи давали прямолинейные результаты, обнаруживающие разрыв между радиоактивными лучами и менее отклоняющимися β-лучами; для этого продукт RH составляет около 10^4.

В целом, не очень отклоняющиеся β-лучи обладают высокой проникающей способностью, а β-лучи, которые сильно отклоняются, также очень легко поглощаются. Эти тесты иллюстрируют преимущества данного метода анализа эффектов, производимых каждым отдельным лучом.

При применении ко вторичному излучению этот метод показал, что лучи отклонялись магнитным полем в том же направлении, что и катодные лучи.

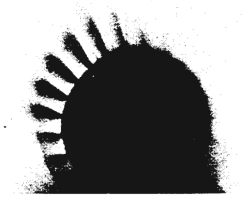


Fig. 13.

Рис. 2.26: Радиография, неотклоняемые β-лучи Fig 13. Беккерель 1903 г. [76]

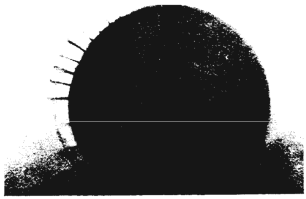


Fig. 14. ↑ ↓ Fig. 15.

Рис. 2.27: Радиография, слабо отклоняемые β-лучи Fig 14. Беккерель 1903 г. [76]

В то время как я проводил эти эксперименты, П. и М. Кюри продемонстрировали, что лучи от излучения фактически несут отрицательные электрические заряды; тела, получающие излучение, становятся отрицательно заряженными, в то время как сам источник становится положительно заряженным. Для этого двойного явления, которое можно наблюдать, все проводники и сам источник должны быть полностью окружены изоляционными материалами, например, парафином, или помещены в вакуум.

Отражение лучей электростатическим полем

С другой стороны, я показал, что лучи от излучения отражались электростатическим полем. Когда F — интенсивность этого поля, траектория отдельного луча, характеризуемая величинами m, e и v, определенными выше, представляет собой параболу с параметром $(m/e)(v : 2/F)$, и размер этого параметра в сочетании с размером радиуса кривизны траектории того же луча в известном магнитном поле m/e и v должны быть определены. Эксперимент выполненный с помощью аппарата, показанного на рис. 2.29 — Fig 16, обеспечил изображение, показанное на рис. 2.30 — Fig 17, которое

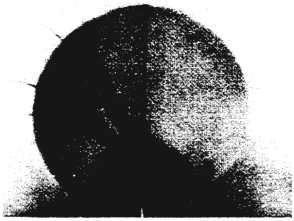


Рис. 2.28: Радиография, легко отклоняемые β-лучи Fig 15. Беккерель 1903 г. [76]

показывает электрическое отражение от тени, проецируемой вертикальным экраном в поле.

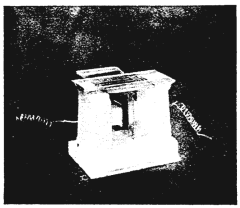


Fig.16.

Рис. 2.29: Установка с электростатическим полем Fig 16. Беккерель 1903 г. [76]

Комбинируя для одного луча пересеченные электрические и магнитные отражения, Кауфманн добился гораздо более точных измерений [90], [91], [92] чем те, которые можно получить в результате предыдущих экспериментов. Его измерения показали, что отношение e/m является функцией скорости v, которая для наименее отклоняемых биполярных лучей имеет тенденцию к скорости света. Интерпретация этого факта с точки зрения М. Абрагама предполагает, что масса электронов, по крайней мере частично, если не полностью, является результатом электромагнитных реакций, что побуждает к размышлениям о природе инерции материи [94], [95].

Помимо β-лучей, идентичных катодным лучам, α-лучи составляют важную часть излучения от активных веществ. Я упоминал ранее, как я наблюдал их впервые с полонием, и как их очевидная неотражающая способность и особенности их низкой проникающей способности побудили их классифицировать их как отдельную группу.

В ходе очень деликатного электрического эксперимента (§3.3.1) Резер-

Fig.17.

Рис. 2.30: Радиография с электростатическим полем Fig 17. Беккерель 1903 г. [76]

форд обнаружил, что α-лучи могут быть очень слабо отклонены очень сильным магнитным полем, и что это отклонение происходит в направлении, противоположном направлению β-лучей. Следовательно, они ведут себя так, как будто несут положительные электрические заряды и кажутся тождественными с Гольдстейном [159] «Kanalstrahlen», *каналовым лучам.*

Используя вышеуказанное расположение, я записал фотографию траектории, описываемой в магнитном поле α-лучами от радия и лучами от полония, которые идентичны. На рисунке 18 показана (увеличенная) фотография, полученная в магнитном поле 10 000 сГс. Два параллельных пути соответствуют направлению магнитного поля, которое изменилось на противоположное в середине экспозиции. Они не оставляют никаких следов дисперсии, что позволяет нам сохранять активный луч однородным. Отмечается, более того, что радиус кривизны, рассчитанный для разных точек траектории, продолжает увеличиваться по мере увеличения ширины полосы в воздухе. Это явление можно объяснить тем фактом, что положительные заряды со скоростью, в десять раз меньшей, чем у β-лучей, и имеющие реальную или предполагаемую массу в тысячи и более раз больше, притягивают нейтральные молекулы воздуха или разряжаются постепенно в ионизированном воздухе.

Fig.18.

Рис. 2.31: Радиография в магнитном поле 10 000 сГс Fig 18. Беккерель 1903 г. [76]

Поскольку α-лучи очень поглощаемы, они, следовательно, составляют наиболее активную часть излучения, когда это измеряется ионизацией воз-

духа в окрестностях источника. Эти лучи также наиболее активны в возбуждении фосфорного возбуждения цинковой обманки и алмаза, тогда как платиноцианид бария становится одинаково светящимся под воздействием α- и β-лучей, а также фосфорного возбуждения двойного сульфата урана и калия. возбуждены α-лучами. Любопытный эффект *спинтарископов* сэра У. Крукса следует приписывать α-лучам, и этот эффект, по-видимому, обусловлен расщеплениями, сопровождающимися вспышками, идентичными тем, которые возникают при растрескивании различных кристаллов.

2.7.1 Гамма-лучи

Третий тип лучей, гамма-лучи, характеризуются высокой проникающей способностью и неспособностью отражать излучение в магнитном поле. На прилагаемой иллюстрации (рис. 2.32), выполненной описанным ранее методом, α-лучи были остановлены вблизи своего источника, β-лучи отклонены магнитным полем, в то время как γ-лучи и свет, излучаемый радиевой солью, образуют прямолинейный луч, который падает на кварцевую призму. Световые лучи отклоняются, в то время как гамма-лучи оставляют след, который можно отслеживать без отклонения, но не только проходят после призмы, но и сквозь саму призму.

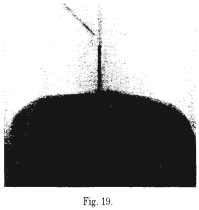


Рис. 2.32: Радиография, γ-лучи не отклоняются магнитным полем, Fig 19. Беккерель 1903 г. [76]

Высокая проникающая способность гамма-лучей, а также менее отклоняемых α-лучей, означает, что ни ионизация воздуха, ни фотопластинка не могут дать точного представления об их плотности, поскольку они проходят через газы и соли серебра, не поглощая их.

Если в их пути размещены достаточно толстые металлические пластины, эти лучи трансформируются и, либо на входной, либо на выходной поверхности, дают начало вторым лучам, которые сильнее поглощаются, настолько, что наблюдаемый эффект сразу за этими экранами более интенсивный, чем если бы этот экран не существует. Эта трансформация напоминает эффект,

создаваемый размещением флуоресцентного экрана на пути потока невидимого излучения.

Фотографический приемник, принимающий излучение, отфильтрованное свинцом толщиной 1 см, больше подвержена воздействию под полосой свинца 1 мм толщиной, чем в областях, не покрытых этим экраном. Рисунок 2.33 показывает эффект, создаваемый излучением, проходящим через стенки свинцового параллелепипеда длиной 5–12 мм.

Fig. 20.

Рис. 2.33: Радиография, эффект вторичных γ-лучей, Fig 20. Беккерель 1903 г. [76]

Эти вторичные явления могут частично объясняться появлением оттенков на краях всех более или менее прозрачных экранов, размещенных на фотографических пластинах.

Уран и полоний испускают проникающие лучи, которые кажутся идентичными γ-лучам.

2.7.2 Химические реакции, инициированные излучением

Излучение радиоактивных веществ вызывает различные химические реакции; оно действует на вещества, используемые в фотографии, и α- и β-лучи являются наиболее активными в этом отношении; оно окрашивает стекло в фиолетовый или коричневый цвет, а щелочные соли окрашиваются в желтый, фиолетовый, синий или зеленый цвета. Под действием парафинацеллюлоза и бумага желтеют; белый фосфор преобразуется в фосфор. Это преобразование было отмечено с β-лучами, но вероятно, что α-лучи столь же активны. Озон образуется в воздухе вокруг радиоактивных тел. Не только газы, но и жидкие диэлектрики (нефть, сжиженный воздух), а также изолирующие твердые вещества, такие как парафин, ионизируются после проникновения в них радиационного излучения и сохраняют свои проводящие свойства в течение нескольких мгновений после прекращения воздействия излучения.

Гизель наблюдал, что водный раствор бромида радия непрерывно высвобождает кислород и водород со скоростью приблизительно 10 $см^3$ в день. Согласно данным Рамзай и Содди, эти газы также будут содержать гелий.

П. Кюри обнаружил, кроме того, что соли радия, которые постоянно излучают тепло; Чистый радиум потребует примерно 80 калорий на грамм в час. Кюри и Дьюар заметил, что в погружении трубки содержится градус жидкости водород, там происходили непрерывные выбросы водородных газов; с 0,7 г бромида радия в минуту было получено 73 $см^3$ водорода.

2.7.3 Физиологические эффекты при воздействии радиационных лучей

Были обнаружены различные физиологические эффекты при воздействии радиационных лучей [88]; они возбуждают фосфоресцентное свечение внутри глаза; когда активный продукт приносят близко к храму, возникает ощущение света. Они воздействуют на эпидерм и значительно дезорганизуют кожу, как и рентгеновские лучи. Эффект возникает без каких-либо ощущений вначале и развивается только через несколько недель; затем он вызывает более или менее глубокие повреждения, на заживление которых может потребоваться несколько месяцев, и которые оставляют шрамы. В настоящее время предпринимаются усилия по использованию этого действия в лечении волчанки и рака.

Лучи радия оказывают активное воздействие на нервные центры и могут вызывать паралич и смерть; они, по-видимому, действуют с особой интенсивностью на живые ткани в процессе эволюции.

2.7.4 Эманации от радиоактивных веществ

Теперь мы говорим только о излучении, которое передается через стекло, слюду, непрозрачные тела и металлы. При излучении радиоактивных тел существует другое явление другой природы, которое, по-видимому, тесно связано с радиоактивностью, если это не первичное явление. Торий и радий выделяют энергию в определенной форме; результирующая активность распространяется в виде активного пара, который называется *эманация* и который удерживается любым, каким бы тонким он ни был, покрытием, непроницаемым для газов.

Кажется, что эта эманация окутывает все тела, чтобы сделать их радиоактивными, но активность пропадает, когда последние больше не находятся под влияние активного источника, даже когда они находятся в закрытой камере. Эти эффекты были обнаружены одновременно в конце 1899 года Резерфордом в отношении тория, а также П. и М. Кюри в отношении радия. Резерфорд, изучая активность тория, обнаружил, что помимо обычного из-

лучения там был эффект, производимый энантиомерным соединением, сравнимым с активным паром. Последний откладывается на всех телах, особенно на тех, которые заряжены отрицательно, и делает их мгновенно активными.

Одновременно П. и М. Кюри обнаружили, что под воздействием радиума тела становятся временно активными; эта вызванная активность сохраняется в течение некоторого времени после того, как тела были удалены от источника радия; на открытом воздухе она уменьшается примерно на полчаса.

Феномен возникает регулярно и с большой интенсивностью в замкнутом пространстве; при этом вызываемая активность одинакова для всех тел; это не зависит от природы газа и давления внутри камеры,но активация больше не происходит, если вакуум постоянно поддерживается путем удаления газов, которые освобождаются сразу после их образования. Растворы радиевых солей активируются с большей интенсивностью, чем твердые вещества.

Вода кристаллизации, извлеченная из активных солей, или вода, отделенная от активного раствора полупроницаемой клеточной стенкой, становятся сильно радиоактивной. Тела, активируемые радием, производят те же эффекты, что и радий; стеклянные стенки, активируемые излучением, испускают проникающее излучение, которое проходит сквозь них и делает их светящимися, в то время как активирующий раствор может испускать только слабое излучение.

Активирующее свойство постепенно распространяется через газы внутри закрытой камеры, через капиллярные трубки или незаметные трещины; тела становятся более активными по мере увеличения объема газа на их поверхности.

Газ, который находится рядом с радием и приобрел свойство активировать твердые тела, радиоактивен сам по себе, но излучает лучи с очень малой проникающей способностью, которая не проходит сквозь стеклянную стену. Когда его удаляют из радия, он продолжает излучать лучи и вызывать радиоактивность. Его активность уменьшается вдвое в течение каждого последующего периода в четыре дня и, наконец, исчезает. Этот период в четыре дня является постоянной характеристикой эманации радия.

Воздух, заряженный эманацией, производит фосфоресценцию различных веществ (стекло, цинковую смесь и т. д.), и это явление позволяет производить различные эксперименты, которые необходимо проводить в связи с пространсвенным распространением эманации.

Эманация радия ведет себя аналогично газу с любой точки зрения. П. и М. Кюри показали, что он делится подобно газу между двумя зимними камерами для передачи газа и что он диффундирует в воздух в соответствии с законом диффузии газов; его коэффициент диффузии в воздухе, по-видимому, близок к коэффициенту диффузии угольной кислоты.

Резерфорд и Содди обнаружили, что излучение конденсируется при температуре жидкого воздуха. Все эксперименты приводят к выводу, что излучение представляет собой материальный газ. Однако гипотеза о существовании такого газа основана исключительно на радиоактивных проявлениях, и в отличие от того, что происходит с обычной материей, эманация исчезает мгновенно в герметичной трубке, которая её заключает.

Рамзай и Содди недавно обнаружили, что, заключив излучение из радиуса в закрытую трубку и изучив спектр излучения, можно было наблюдать постепенное появление спектра гелия, который поначалу был незаметен. Авторы объясняют эти факты с помощью преобразования, которое было бы наполовину завершено за четыре дня и полностью завершено за 28 дней.

Если не прибегать к гипотезе преобразования материи, которая еще ждет более полного подтверждения такого важного факта, было бы возможно объяснить эти факты тем, что гелий уже существует в газах излучения в герметичной трубке, но особое состояние излучения препятствует появлению линий спектра гелия. Последнее будет постепенно появляться по мере преобразования излучения; было замечено, что активность управления снизилась вдвое к концу четырех дней.

2.7.5 Наведенная радиоактивность

Кроме того, уместно сказать о методе активации, который позволяет следует сделать определенные оговорки относительно выводов, относительно присутствия новых элементов в радиационно-активных препаратах. Каждое неактивное вещество, которое превращается в растворы урана, радия или тория, а затем выпадает в осадок, становится радиоактивным, но постепенно теряет свою радиоактивность. Этот факт впервые был отмечен Кюри и Гизелем; последний активировал висмут таким образом.

При осаждении урана выпадает осадок бария, поскольку сульфат становится заметно более активным, чем уран; при такой активации барий, подобно урану, испускает только β-лучи. После осаждения соль урана, которая собирается в твердом состоянии, становится менее активной, чем прежде. Это снижение активности может быть продолжено путем повторения процесса, но продукты постепенно восстанавливают свою первоначальную активность. Временное снижение активности после растворения является общим явлением. Радиевые соли, когда их снова выводят из раствора, становятся менее активными, чем до растворения; их активность затем возрастает в течение нескольких месяцев до достижения максимума. После этого увеличения активности они выделяют тепло.

Согласно Дебьерну, барий, активируемый актинием, может быть отделен от неактивного бария; он фракционирует как разнородный хлорид бария, наименьшая активная часть которого наименее растворима в воде и гидро-

хлориде. Дебьерн получил этим методом продукт, который был на тысячу раз более активным, чем уран. Активированный барий ведет себя как ложный радий, но отличается от истинного арида отсутствием характеристического спектра и потерей своей активности со временем.

Спонтанное восстановление радиоактивности веществами, в которых оно было снижено, может быть объяснено тем, что эти вещества сами захватывают свои остатки либо на активных молекулах, либо на инертных молекулах, связанных с ними.

2.7.6 Природная радиоактивность

Продолжая эти исследования, различные исследователи обнаружили больше примеров радиоактивности, иногда в виде следовых элементов в металлах, иногда в природных явлениях.

Юлиус Элстер и Ганс Гейтель обнаружили, что атмосферный воздух в незначительной степени проявляет те же свойства, что и активированные газы. Протягивая длинные отрицательно заряженные провода в воздухе, они смогли обнаружить следы активированных веществ на них. Газы, запертые в замкнутых пространствах и извлекаемые из земли или вблизи водопадов, демонстрируют эти свойства, как и газы, извлекаемые из определенных типов воды.

2.7.7 Промежуточные итоги

Подводя итог, можно сказать, что существуют радиоактивные вещества, природа которых в настоящее время хорошо установлена. это: уран, торий, радий и полоний; Актиниум может быть добавлен, хотя о его последнем продукте было опубликовано очень мало информации. Оговорки должны быть сделаны в отношении различных других продуктов, полученных от Гизеля, и о приготовлении *активного висмута* или активного теллура, полученного электролитически Марквальдом.

Уран дает β- и γ-лучи; он не выделяет в воздухе эманацию, но активацию, которую он производит в растворе, можно объяснить как эффект эманации.

Торий и радий испускают α-, β- и γ-лучи и активируют эманацию в газах.

Полоний не испускает β-лучи. Он испускает α- и γ-лучи, но теряет свою активность со временем.

Есть указания на то, что актиний обладает замечательной активирующей силой.

Помимо урана и тория, только радий имеет характеристики, которые позволяют рассматривать его как элемент со свойствами, похожими на свойства бария, но отличающимися от них. Однако стоит отметить, что это вещество никогда не обнаруживался, даже в качестве микроэлемента, в обыкновенных

бариевых минералах, и что он встречается только в составе урановых минералов, где он встречается вместе с барием. Это факт вполне может иметь важное значение, которое станет нам ясным позже.

Радиоактивные вещества, особенно радий, выделяют энергию во всех известных формах: тепло, свет, химические реакции, электрические заряды, γ-излучение. Эти свойства, кажется, присущи им всегда, и источник, из которого они черпают энергию, которую они отдают, нам не известен.

Среди гипотез, предполагающих заполнить пробелы, оставленные текущими экспериментами, одна из наиболее вероятных заключается в предположении, что выброс энергии является результатом медленной модификации атомов радиоактивных веществ. Такая модификация, не подвластная известным нам методам, может, конечно, высвободить достаточно большую энергию, , необходимое для получения наблюдаемых эффектов.

В рамках этой схемы по-прежнему оставалось бы место для размышлений о том, представляет ли собой преобразование атома медленную, спонтанную эволюцию или же это результат поглощения внешнего излучения за пределами диапазона наших чувств. Если бы такое излучение существовало, можно было бы представить себе, как радиоактивные вещества преобразуются его, не изменяясь сами по себе. До сих пор не было экспериментов, которые бы подтвердили или опровергли эти гипотезы.»

2.8 Заключение

Итак, начиная с 1896 г., была открыта новая эра в познании материи — обнаружено естественное излучение, исходившее из недр фундаментальной составляющей — атома.

Таким образом,

атомы оказались не бессмертны.

Этап развития науки 1896-1902 гг. в части обнаружения радиоактивных элементов и исследованиях их свойств носит действительно революционный характер.

Образ материального мира, сложившийся к концу XIX в., оказался недостоверным. Были открыты новые типы явлений, и «родились» новые компоненты материи с совершенно новыми свойствами. Стабильность тяжёлых элементов оказалась условной.

Исследование новых элементов, в особенности радия, показала, что атомы сложнее, чем о них думалось. В следующей главе мы рассмотрим исследования новых явлений — атомных корпускулярных излучений.

Глава 3

Альфа-частицы и радиоактивные превращения

В этом разделе будут рассмотрены исследования, подготовившие почву для концепции изотопов.

3.1 Детальное изучение распада урана. Рождение экспериментальной физики частиц.

В §2.7 рассмотрены первые шаги по изучению излучений в лучах Беккереля. Уже в первых экспериментах Беккереля — см. §2.2 были обнаружены два вида излучения частиц, которые отклонялись в магнитном поле в разных направлениях. Одно из излучений, было идентифицировано как уже известные *катодные лучи*. Вторая составляющая, очевидно имела противоположный знак электрического заряда.

Эрнст Резерфорд, в 1895-1898 гг. учился и начинал научную работу в Британии под руководством Дж.Дж. Томсона. Электрон, как компонента катодных лучей, был идентифицирован Томсоном, Вихертом и Кауфманом в 1897 г., которые измерили отношение его заряда к массе [?], [26], [27].

После открытия Беккереля, Резерфорд начал систематическое изучение свойств излучения урана, которое продолжил в Канаде (1899-1907 гг.). Пер-

вой публикацией, обобщающей большой объём исследований стала статья [153] «Uranium Radiation and the Electrical Conduction produced by it» 1899 г. [153].

Во введении Резерфорд писал:

« Замечательное излучение, испускаемое ураном и его соединениями, было изучено его первооткрывателем, Беккерелем, и результаты его исследований природы и свойств излучения были представлены в серии статей в «Comptes Rendus» [77]—[85]. Он показал, что излучение, непрерывно испускаемое соединениями урана, обладает способностью проходить через значительные толщины металлов и других непрозрачных веществ; оно способно воздействовать на фотопластинку и разряжать положительный и отрицательный электрический заряд в равной степени. Газ, через который проходит излучение, становится временным проводником электричества и сохраняет свою способность разряжать электрический заряд в течение кратковременного времени после удаления источника излучения. Результаты Беккереля показали, что излучение урана и урана очень похожи по своей способности проникать в твердые тела и вызывать проводимость в газе, подвергающемся воздействию их; но между двумя типами излучения существовала существенная разница. Он обнаружил, что излучение урана может преломляться и поляризоваться, в то время как для излучения Рентгена не было получено никаких определенных результатов, демонстрирующих поляризацию или преломление.

Целью данной работы является более детальное исследование природы излучения урана и производимой им электрической проводимости. Поскольку большинство полученных результатов было интерпретировано на основе теории ионизации газов, которая была введена для объяснения электрической проводимости, производимой излучением Рентгена, приводится краткое изложение теории и результатов, к которым она приводит. »

В работе Резерфорда большого объёма (55 стр.) план исследований представлен следующим образом:

1. Comparison of methods of investigation.
2. Refraction and of uranium radiation.
3. Theory of ionization of gases.
4. Complexity of uranium radiation
5. Comparison of the radiation from uranium and its compounds.
6. Opacity of substances for the radiation.
7. Thorium radiation.
8. Absorption of radiation by gases.
9. Variation of absorption with pressure.

10. Effect of pressure of the gas on the rate of discharge.
11. The conductivity produced in gases by complete absorption of the radiation.
12. Variation of the rate of discharge with distance between the plates.
13. Rate of re-combination of the ions.
14. Velocity of the ions.
15. Fall of potential between two plates.
16. Relation between the current through the gas and electromotive force applied.
17. Production of charged gases by separation of the ions.
18. Discharging power of fine gauzes.
19. General remarks.

По существу, в статье развиваются идеи методики исследования *ионизирующих излучений*. Измерения проводятся фотографическими методами и с помощью измерения тока через газ в результате ионизации молекул газа излучением.

Разберём подробно содержание статьи.

3.1.1 §1. Сравнение методов исследования

« Свойства излучения урана можно исследовать двумя методами: один основан на воздействии на фотопластинку, а другой — на электрическом разряде. Фотографический метод очень медленный и трудоемкий, и допускает только самые приблизительные измерения. Для получения заметного эффекта на фотопластинке обычно требуется два-три дня облучения излучением. Кроме того, при очень слабом воздействии на фотопластинку, запотевание пластинки во время длительных экспозиций, вызванное парами веществ, может исказить результаты [105]. С другой стороны, метод проверки электрического разряда, вызванного излучением, гораздо быстрее, чем фотографический метод, и также допускает достаточно точные количественные определения. Однако вопрос о поляризации и преломлении излучения может быть проверен только фотографическим методом. Электрический эксперимент (описанный в §2) для проверки преломления не очень удовлетворителен.

3.1.2 §2. Поляризация и преломление

Практически идентичные эффекты, наблюдаемые в газах под воздействием урана и рентгеновского излучения (о которых будет рассказано позже), заставили меня задуматься над вопросом, ведут ли себя эти два типа излучения иначе в других отношениях.

Для проверки этого были проведены эксперименты, чтобы выяснить, может ли излучение урана поляризоваться или преломляться. Беккерель [82] обнаружил свидетельства поляризации и преломления, но при повторении экспериментов, подобных тем, которые он проводил, я не смог обнаружить никаких свидетельств ни того, ни другого. Было сделано большое количество фотографий с использованием этого излучения в различных условиях, но ни в одном случае мне не удалось наблюдать на фотопластинке какого-либо эффекта, указывающего на наличие поляризации или преломления.

Чтобы избежать засветки пластинки парами веществ во время длительных экспозиций, свинец использовался по возможности вблизи пластинки, поскольку его воздействие на пленку очень незначительно.

Далее будет дан краткий обзор экспериментов по преломлению и поляризации.

Преломление. — Была взята толстая свинцовая пластина, и в ней была прорезана длинная узкая щель; она была помещена над равномерным слоем оксида урана; таким образом, установка была эквивалентна линейному источнику излучения и щели. Тонкие призмы из стекла, алюминия и парафина были закреплены через определенные интервалы на свинцовой пластине так, чтобы их края едва закрывали щель. Фотопластинка была установлена на расстоянии 5 мм от щели. Пластина была оставлена на неделю в тёмном боксе. При проявлении на пластине наблюдалась темная линия. Эта линия не была заметно расширена или смещена над призмами. Разные размеры щелей давали одинаково отрицательные результаты. Если бы наблюдалось какое-либо существенное преломление, следовало бы ожидать, что изображение щели будет смещено относительно линии щели.

Беккерель [79] исследовал непрозрачность стекла для излучения урана в твердом состоянии, а также в мелкодисперсном порошкообразном состоянии методом электрической утечки и обнаружил, что, если что и было, то прозрачность стекла для излучения была выше в мелкодисперсном порошкообразном состоянии, чем в твердом. Я повторил этот эксперимент и получил тот же результат. Как заявил Беккерель, трудно согласовать этот результат с наличием преломления.

Поляризация. — Была использована установка, очень похожая на ту, что использовал Беккерель. В толстой свинцовой пластине было вырезано глубокое отверстие, частично заполненное оксидом урана. Небольшой турмалин закрывал отверстие. Другой небольшой турмалин был разрезан на две части и помещен поверх первого, так что в одной половине отверстия турмалины были перекрещенные, а в другой половине неперекрещенные. Турмалины были очень хороши оптически. Фотопластинка была установлена на высоте от 1 до 3 мм над турмалинами. Пластинка экспонировалась четыре дня, и при проявлении на пластинке появился черный круг, но ни на одной из фотографий не удалось заметить ни малейшей разницы в интенсивности. Беккерель

заявил, что в его эксперименте две половины были неравномерно затемнены, и на основании этого результата сделал вывод, что излучение дважды преломляется турмалином и что два луча неравномерно поглощаются.

3.1.3 §3 Теория ионизации газов излучением

Для объяснения проводимости газа, подверженного рениновому излучению, была выдвинута теория [151], согласно которой лучи, проходящие через газ, производят в нем положительно и отрицательно заряженные частицы, и что количество производимых частиц в секунду зависит от интенсивности излучения и давления.

Предполагается, что эти носители заряда настолько малы, что будут двигаться с постоянной скоростью через газ при постоянном градиенте потенциала. Термин «ион» был дан им по аналогии с электролитической проводимостью, но при использовании этого термина не предполагается, что ион обязательно имеет атомные размеры; он может быть кратным или субкратным атому.

Предположим, у нас есть газ между двумя пластинами, подверженными излучению, и что пластины поддерживаются при постоянной разности потенциалов. Определенное количество ионов будет образовываться в секунду под действием излучения, и это количество будет в общем случае зависеть от давления газа. Под действием электрического поля положительные ионы движутся к отрицательной пластине, а отрицательные ионы — к другой пластине, и, следовательно, через газ будет проходить ток. Некоторые из ионов также будут рекомбинировать, причем скорость рекомбинации пропорциональна квадрату их количества. Ток, проходящий через газ при заданной интенсивности излучения, будет зависеть от разности потенциалов между пластинами, но когда разность потенциалов превышает определенное значение, ток достигнет максимума. В этом случае все ионы удаляются электрическим полем до того, как они смогут рекомбинировать.

Положительные и отрицательные ионы будут частично разделены электрическим полем, и избыток ионов одного знака может быть сдут, так что будет получен заряженный газ. Если ионы неравномерно распределены между пластинами, потенциальный градиент будет нарушен движением ионов.

<Если энергия поглощается при образовании ионов, следует ожидать, что поглощение будет пропорционально количеству образующихся ионов, и, следовательно, будет зависеть от давления. Если эту теорию применить к излучению урана, следует ожидать получения следующих результатов:
(1) Заряженные носители образуются в объеме газа.
(2) Ионизация, пропорциональная интенсивности излучения и давлению.
(3) Поглощение излучения, пропорциональное давлению.
(4) Наличие тока насыщения.

(5) Скорость рекомбинации ионов, пропорциональная квадрату их количества.
(6) Частичное разделение положительных и отрицательных ионов.
(7) Нарушение градиента потенциала при определенных условиях между двумя пластинами, облученными излучением.»

Описанные далее эксперименты достаточно убедительно показывают, что теория действительно дает удовлетворительное объяснение электропроводности, возникающей под воздействием излучения урана.

Во всех последующих экспериментах результаты не зависят от знака заряженной пластины, если прямо не указано обратное.

3.1.4 §4 Сложная природа излучения урана

Прежде чем перейти к общим явлениям проводимости, производимой излучением урана, будет приведено описание некоторых экспериментов, позволяющих определить, испускается ли одно и то же излучение ураном и его соединениями, и является ли это излучение однородным. Рентген и другие наблюдали, что рентгеновские лучи в целом имеют сложную природу, включая лучи со значительными различиями в их способности проникать в твердые тела. Проникающая способность также в значительной степени зависит от степени истощения трубки Крукса.

Для проверки сложности излучения был использован электрический метод. На рис. 3.1 представлена общая схема измерений излучений в распаде урана [153].

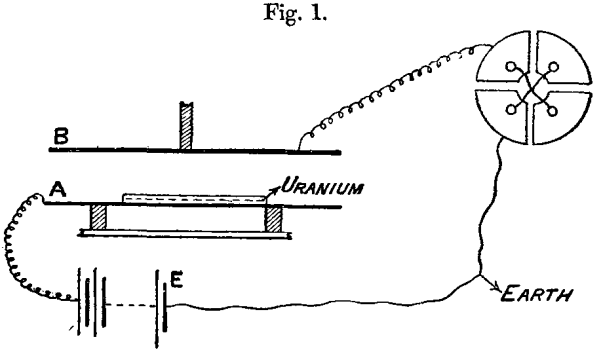


Рис. 3.1: Общая схема измерений излучений в распаде урана. Резерфорд 1899 г. [153]

Используемый металлический уран или соединение урана измельчали в

порошок и равномерно распределяли по центру горизонтальной цинковой пластины A размером 20 см на 20 см. Цинковая пластина B размером 20 см на 20 см была закреплена параллельно пластине A на расстоянии 4 см от нее. Обе пластины были изолированы. Пластина A была подключена к одному полюсу батареи напряжением 50 вольт, другой полюс которой был заземлен; пластина B была подключена к одной паре квадрантов электрометра, другая пара которых была заземлена.

Под воздействием излучения урана наблюдалась скорость утечки между двумя пластинами A и B. Скорость движения стрелки электрометра, когда движение было установившимся, принималась за меру тока через газ.

Затем на соединение урана накладывались последовательные слои тонкой металлической фольги, и определялась скорость утечки для каждого дополнительного листа. В таблице 3.1 показаны результаты, полученные для тонкого голландского металла.

В третьем столбце приведено отношение скоростей утечки для каждой дополнительной толщины металлического листа. Если добавлялись две толщины одновременно, берется квадратный корень из наблюдаемого отношения, если три толщины — кубический корень. Таблица показывает, что для первых десяти толщин металла скорость утечки уменьшалась приблизительно в геометрической прогрессии, по мере увеличения толщины металла в арифметической прогрессии.

Thickness of Metal Leaf .00008 cm
Layer of Uranium Oxide on plate

Number of Layers	Leak per min. in scale-divisions	Ratio for each layer
0	91	
1	77	.85
2	60	.78
3	49	.82
4	42	.86
5	33	.79
6	24.7	.75
8	15.4	.79
10	9.1	.77
13	5.8	.86

Таблица 3.1: Пропускание излучения оксида урана бронзовыми фольгами. Резерфорд 1899 г. [153]

Dutch metal — сплав, обычно 85% меди и 15% цинка.

Позже будет показано (§ 8), что скорость утечки между двумя пластинами при насыщающем напряжении пропорциональна интенсивности излучения после прохождения через металл. Приложенного напряжения 50 В

было недостаточно для насыщения газа, но было обнаружено, что сравнительные скорости утечки при аналогичных условиях для 50 и 200 Вольт между пластинами были почти одинаковыми. Когда мы имеем дело с очень малыми скоростями утечки, целесообразно использовать как можно меньшее напряжение, чтобы любые небольшие изменения напряжения батареи не оказывали существенного влияния на результат. По этой причине было использовано напряжение 50 В, и полученные сравнительные скорости утечки очень приблизительно совпадают с скоростями утечки при насыщающих электродвижущих силах.

Поскольку скорость утечки уменьшается в геометрической прогрессии с толщиной металла, из приведенного выше утверждения видно, что интенсивность излучения убывает в геометрической прогрессии, т. е. согласно обычному закону поглощения. Это показывает, что рассматриваемая часть излучения приблизительно однородна. С увеличением числа слоев поглощение начинает уменьшаться. Это более наглядно показано на примере оксида урана со слоями тонкой алюминиевой фольги (см. таблицу 3.2).

Будет замечено, что для первых трех слоев алюминия, фольги, интенсивность излучения убывает согласно обычному закону поглощения, и что после четвертой толщины интенсивность излучения лишь незначительно уменьшается при добавлении еще восьми слоев.

Thickness of Aluminium foil .0005 cm

Number of Layers of Aluminium foil	Leak per min. in scale-divisions	Ratio
0	182	
1	77	.42
2	33	.43
3	14.6	.82
4	9.4	.65
12	7	

Таблица 3.2: Пропускание излучения оксида урана алюминиевыми фольгами. Резерфорд 1899 г. [153]

Алюминиевая фольга в данном случае имела толщину около 0.005 см. так что после прохождения излучения через .002 см. из алюминия интенсивность излучения снижается примерно до $\frac{1}{20}$ его значения. Добавление толщины .001 см алюминия оказывает лишь небольшой эффект на снижение скорости утечки. Однако интенсивность снова снижается примерно до половины своего значения после прохождения дополнительной толщины .05 см., что соответствует 100 листам алюминиевой фольги.

Эти эксперименты показывают, что урановое излучение является сложным и что существует по меньшей мере два различных типа излучения:

один, который очень легко поглощается и будет для удобства называться α-излучением, и другой, более проникающий по характеру, который будет называться β-излучением.

Характер β-излучения, по-видимому, не зависит от природы фильтра, через который оно прошло. Было обнаружено, что излучение одинаковой интенсивности и одинаковой проникающей способности можно получить, отсекая его тонкими листами алюминия, фольги или бумаги. Излучение β проходит через все исследованные вещества гораздо легче, чем α-излучение. Например, пластина из тонкого покровного стекла, помещенная над ураном, уменьшила скорость утечки до $\frac{1}{30}$ от его значения; β-излучение, однако, проходило через нее практически без потери интенсивности.

Некоторые эксперименты с различной толщиной алюминия по-видимому, показывают, насколько позволяют результаты, что излучение β-типа имеет приблизительно однородный характер. В следующей таблице приведены некоторые результаты, полученные для излучения β-типа от оксида урана.

Thickness of Aluminium	Rate of Leak
.005	1
.028	.68
.051	.48
.09	.25

Таблица 3.3: Пропускание β-излучения алюминиевыми фольгами. Резерфорд 1899 г. [153]

Скорость утечки принимается за единицу после того, как α-излучение было поглощено при прохождении через десять слоев алюминиевой фольги. Интенсивность излучения уменьшается с толщиной пройденного металла в соответствии с обычным уравнением поглощения. Следует помнить, что когда мы имеем дело только с излучением β скорость утечки составляет в общем случае лишь несколько процентов от утечки, обусловленной α-излучением, так что исследование однородности β-излучения не может быть проведено с той же точностью, что и для α-излучения Однако, насколько позволяют эксперименты, результаты, по-видимому, указывают на вывод о том, что β-излучение приблизительно однородно, хотя возможно, что могут присутствовать и другие типы излучения либо малой интенсивности, либо с очень большой проникающей способностью.

3.1.5 §5 Излучение различных соединений урана

Все исследованные соединения урана излучали два типа излучения, при этом проникающая способность излучения для обоих типов излучения одина-

кова для всех соединений. В таблице 3.4 приведены результаты, полученные для некоторых соединений урана.

Толщина алюминиевых фольг .0005 см

	Proportionate Rate of Leak			
Number of layers of Aluminium foil	Uramium metal	Uramium Nitrate	Uramium Oxide	Uramium Potassium Sulfate
0	1	1	1	1
1	.51	.43	.42	.42
2	.35	.28	.18	.27
3	...	.17	.08	.17
4	...	.15	.05	.12
5	.15	...	...	...
12	...	.125	.04	.11

Таблица 3.4: Пропускание излучения некоторых соединений урана алюминиевыми фольгами. Резерфорд 1899 г. [153]

На рис. 3.2 — Fig 2 графически показаны некоторые результаты, полученные для различных соединений урана. По оси ординат отложены скорости утечки, а по оси абсцисс – толщины алюминия, через которые прошло излучение. Различные соединения урана давали разные скорости утечки, но для удобства сравнения скорость утечки, обусловленная непокрытой солью, принята за единицу.

Видно, что скорость уменьшения приблизительно одинакова для первого слоя металла, и что скорость уменьшения значительно замедляется после четырех слоев металла. Скорость утечки, обусловленная β-излучением, составляет разную долю от общего количества в каждом случае. Металлический уран использовался в виде порошка, и использовалась меньшая площадь, чем в других случаях. Для экспериментов с оксидом урана использовался тонкий слой мелкодисперсного порошка, и мы видим, что в этом случае β-излучение составляет гораздо меньшую долю от общего количества, чем для других соединений. Однако при использовании толстого слоя оксида наблюдалось увеличение соотношения, как показано в следующей таблице:

Количество α-излучения зависит в первую очередь от поверхности соединения урана, тогда как β-излучение также зависит от толщины слоя. Увеличение скорости утечки, вызванной β-излучением, с увеличением толщины слоя указывает на то, что β -излучение может проходить через значительную толщину соединения урана. Эксперименты показали, что утечка, вызванная α-излучением, не сильно увеличивается с толщиной слоя. Однако у меня не было достаточного количества соли урана, чтобы проверить изменение скорости утечки, вызванной β-излучением, для толстых слоев.

Скорость утечки из заданного количества урана или соединения урана в

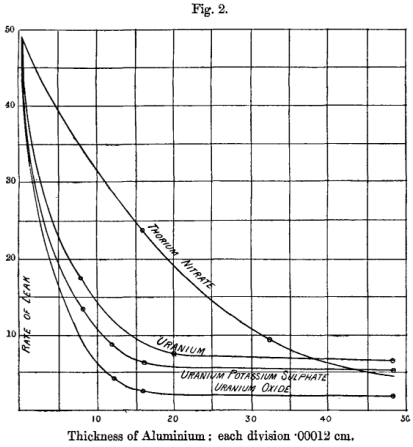


Рис. 3.2: Скорости утечки для разных соединений урана. Резерфорд 1899 г. [153]

значительной степени зависит от площади поверхности. Чем больше площадь поверхности, тем выше скорость утечки. Небольшой кристалл нитрата урана растворили в воде, а затем вода испарилась, образовав тонкий слой соли на дне чашки. Это привело к довольно большой утечке. Утечка в таком случае происходит в основном из-за α-излучения.

Поскольку скорость утечки излучения, вызванная любым соединением урана, в значительной степени зависит от площади его поверхности, трудно сравнить количество излучения, испускаемого равными количествами различных солей: результат будет сильно зависеть от степени детализации соединения. Возможно, что кажущееся очень мощным излучение, полученное от урановой руды Кюри [112], частично обусловлено очень тонкой степенью детализации вещества, а не наличием нового и мощного излучающего вещества.

Скорость утечки, вызванная β-излучение, как правило, мала по сравнению со скоростью утечки, вызванной α-излучением. Однако трудно сравнить относительные интенсивности двух видов излучения. α-излучение сильно поглощается газами (§ 8), тогда как β-излучение лишь незначительно. Будет показано позже (§ 8), что поглощение излучения газом приблизительно пропорционально числу ионов, образующихся при этом. Следовательно, если β-излучение лишь незначительно поглощается газом, то число ионов, образующихся при этом, невелико, т. е. скорость утечки невелика. Таким образом, сравнительные скорости утечки, обусловленные α- и β-излучением, зависят

	Rate of Leak	
Number of layers of Aluminium foil	Thin layer of Uramium Oxide	Thick layer of Uramium Oxide
0	1	1
1	.42	.5
2	.18	...
4	.05	.12
8	...	.113
12	.04	...
18	...	.11

Таблица 3.5: Пропускание излучения тонких и толстых слоев оксида урана алюминиевыми фольгами. Резерфорд 1899 г. [153]

от относительного поглощения излучения газом, а также ототносительной интенсивности.

Фотографическое действие α- и β-излучений также было сравнено. Тонкий однородный слой оксида урана был нанесён на стеклянную пластину; Одна половина пластины была покрыта куском алюминия достаточной толщины, чтобы практически поглотить излучение. Фотопластинка была закреплена примерно в 4 мм от поверхности урана. Пластинка экспонировалась в течение 48 часов, и при проявлении было обнаружено, что потемнение двух половин не сильно отличалось. На одной половине пластинки эффект был обусловлен только β-излучением, а на другой — одновременно α- и β-излучением. За исключением случаев, когда фотопластинка находится близко к поверхности урана, фотографический эффект обусловлен главным образом β-излучением.

3.1.6 §6 Прозрачность веществ для двух типов излучения

Если интенсивность излучения при прохождении через вещество уменьшается в соответствии с обычным законом поглощения, то отношение r интенсивности излучения после прохождения расстояния d от вещества к интенсивности после удаления вещества определяется формулой

$$r = e^{-\lambda d}, \tag{3.1}$$

где λ — коэффициент поглощения, а $e = 2.7$.

В таблице 3.6 приведены несколько значений λ для α- и β-излучений, предполагая в каждом случае, что излучение является простым и что интенсивность изменяется в соответствии с вышеуказанным законом (3.1).

Substance	λ for α radiation	λ for α radiation
Dutch metal — стр. 106	2700	...
Алюминий	1600	15
Оловяная фольга	2650	108
Медь	...	49
Серебро	...	97
Платина	...	240
Стекло	...	5.6

Таблица 3.6: Коэффициенты поглощения α- и β-излучений для различных веществ. Резерфорд 1899 г. [153]

Приведенные выше результаты показывают, насколько велика разница в проницаемости двух типов излучения. Прозрачность алюминия для β-излучения более чем в 100 раз выше, чем для α-излучения.

Непрозрачность металлов алюминия, меди, серебра, платины для β-излучения следует тому же порядку, что и их атомные массы.

Алюминий является самым прозрачным из использованных металлов, но стекло более прозрачно, чем алюминий, для β-излучения. Платина имеет непрозрачность в 16 раз большую, чем алюминий. Для α-излучения алюминий более прозрачен, чем металл или фольга.

При толщине алюминия 0.09 см интенсивность β-излучения снизилась до 25% от его первоначального значения; при толщине меди 0.03 мм интенсивность снизилась до 23% от его первоначального значения. Эти результаты не согласуются с некоторыми данными, приведенными Беккерелем [81], который обнаружил, что медь более прозрачна, чем алюминий, для излучения урана.

β-излучение обладает проникающей способностью примерно того же порядка, что и излучение, испускаемое обычной рентгеновской лампой. Однако его проникающая способность значительно меньше, чем у лучей от «жесткой» лампы. С другой стороны, α-излучение поглощается гораздо легче, чем лучи от обычной лампы, но по своей проникающей способности очень похоже на вторичное излучение [86], [87], испускаемое при падении рентгеновских лучей на металлическую поверхность.

Возможно, что α-излучение является вторичным излучением, возникающим на поверхности урана при прохождении β-излучения через уран, точно так же, как диффузное излучение образуется на поверхности металла при прохождении через него рентгеновских лучей. Однако в настоящее время недостаточно доказательств, чтобы решить этот вопрос.

⋮

§7-§18 содержат большое количество методического материала, который

впоследствии лёг в основу экспериментальных методов работы с радиоактивными веществами.

3.1.7 §19 Общие замечания

Приведём заключительные комментарии в статье — §19 (см. стр. 101).

« Общие замечания.

Причина и происхождение излучения, непрерывно испускаемого ураном и его солями, до сих пор остаются загадкой. Все полученные результаты указывают на то, что уран испускает типы излучения, которые по своему воздействию на газы подобны рентгеновским лучам и вторичному излучению, испускаемому металлами при падении на них рентгеновских лучей. Если отсутствует поляризация или преломление, сходство является полным. Дж. Дж. Томсон предположил [25], что перегруппировка составляющих атома может приводить к электрическим эффектам, подобным тем, которые возникают при ионизации газа. Результаты Рентгена [73] и Видемана [69], по-видимому, показывают, что в процессе ионизации испускается излучение, обладающее свойствами, сходными с легко поглощаемым рентгеновским излучением. Энергия, затрачиваемая на производство излучения урана, вероятно, чрезвычайно мала, так что излучение может продолжаться в течение длительных промежутков времени без значительного уменьшения внутренней энергии урана. Было проведено исследование влияния температуры урана на количество испускаемого излучения. Использовалась установка, аналогичная описанной в §11. Излучение полностью поглощалось газом. Сосуд нагревали примерно до 200 °C; однако существенной разницы в скорости разряда не наблюдалось. Результаты таких экспериментов очень трудно интерпретировать, поскольку зависимость ионизации от температуры неизвестна.

Мне не удалось обнаружить наличие какого-либо вторичного излучения, образующегося при падении излучения урана на металл. Такое излучение, вероятно, образуется, но его эффекты слишком малы для измерения.»

Приведённые цитаты иллюстрируют, что в данной статье описаны методы получения информации о потоках частиц, которую в будущем станут частью *экспериментальной ядерной физики*. Непосредственно измерить параметры частиц из ядерных распадов не представляется возможным обычными методами, ввиду того, что характерная энергия ядерных процессов в миллион и более раз выше, чем энергия химических связей, они могут быть измерены косвенно по потерям энергии ядерных излучений. Одним из методов является ионизация газов, что замечено было еще Беккерелем.

Исследования Резерфорда положили начало развитию количественных методов характеризации ионизирующих излучений. Выполняя программу исследований (см. стр. 101), начиная с п. 8, он получал численные данные для этих методов. Они носят предварительный характер, но направление

выбрано правильно.

3.2 Радиоактивные превращения

3.2.1 Монреальский период

Начиная с 1898 г. по 1907 г. Резерфорд работал в Канаде в университете Мак-Гилл (https://en.wikipedia.org/wiki/McGill_University), где были созданы хорошие условия для экспериментальной работы. В этот период он опубликовал (часть с соавторами) 69 публикаций и написал фундаментальные книги «Radio-activity» (1904 г.) и «Radioactive Transformations» (1906 г.). Именно за исследования этого периода он получили Нобелевскую премию по химии 1908 г. — см. §1.1.

Одновременно с ним по тематике радиоактивности в университете Мак-Гилл работали будущие Нобелевские лауреаты по химии: 1921 г. Фредерик Содди (в Монреале 1901-1903 гг.) и 1944 г. Отто Ган (1905-1906 гг.).

Совместная работа Резерфорда и Содди в Монреале продолжалась 3 года, с 1901 по 1903 гг. Совместно ими было опубликовано 9 статей. Финальная статья [178] «Radioactive Change» стала вехой в науке.

Содержание статьи находится в преамбуле работы.

I. Продукты радиоактивных изменений и их специфическая материальная природа.

II. Синхронность между изменением и излучением.

III. Материальная природа излучений.

IV. Закон радиоактивных изменений.

V. Сохранение радиоактивности.

VI. Связь радиоактивных изменений с химическими изменениями.

VII. Энергия радиоактивных изменений и внутренняя энергия химического атома.

Коротко обсудим содержание разделов этой исторической публикации.

Для понимания исторического контекста следует взглянуть на таблицу Менделеева, в которой крансым цветом выделены неизвестные к концу XIX в. радиоактивные элементы. Синим цветом выделы торий и уран, котрые известны человечеству довольно давно, но из относительно слабая радиоактивность не давала до открытия Беккереля повода рассматривать их как особые элементы. В тексте будут упоминаться различные изотопы с обычно весьма небольшими временами жизни, с их историческими названиями и в современной нотации по табл. 3.7.

На рис. 3.4 в упрощенной форме представлены ряды распада тория, радия и актиния. Упоминаемые в тексте статьи продукты превращений находятся на рядах, начинающихся с урана U-238 и тория Th-232.

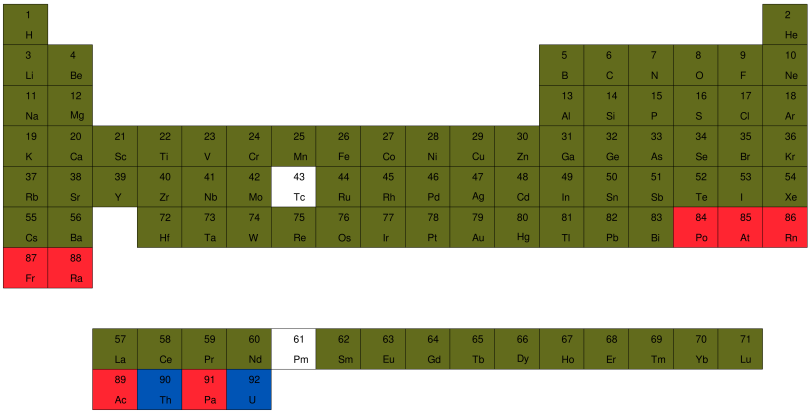


Рис. 3.3: Радиоактивные элементы в таблице Менделеева

3.2.2 Продукты радиоактивных изменений и их специфическая материальная природа

« В предыдущих работах было показано, что радиоактивность элементов радия, тория и уран поддерживается непрерывным образованием новых видов вещества, обладающих временной активностью. В некоторых случаях новый продукт демонстрирует четко выраженные химические различия с элементом, его производящим, и может быть разделен химическими процессами. Примерами этого являются отщепление тория X (Ra-224) от тория и урана X (Th-234) от урана (см. исторические названия изотопов в табл. 3.7). В других случаях новые продукты имеют газообразный характер и таким образом разделяются простым процессом диффузии, давая возникать радиоактивные излучения, которые образуются соединениями тория и радия. Эти излучения могут быть конденсированы холодом и снова улетучены; хотя они не обладают положительным химическим сродством, они часто поглощаются веществами, производящими их, когда находятся в твердом состоянии, и высвобождаются при растворении; Они быстро диффундируют в атмосферу и через пористые частицы, и, как правило, проявляют поведение инертных газов с довольно высокой молекулярной массой. В других случаях новое вещество само по себе нелетучее, но образуется в результате дальнейшего изменения газообразного излучения; так что последнее выступает в качестве посредника в процессе его отделения от радиоактивного элемента. Это относится к двум различным видам возбужденной активности, возникающей на объектах вблизи соединений тория и радия соответственно, которые, в

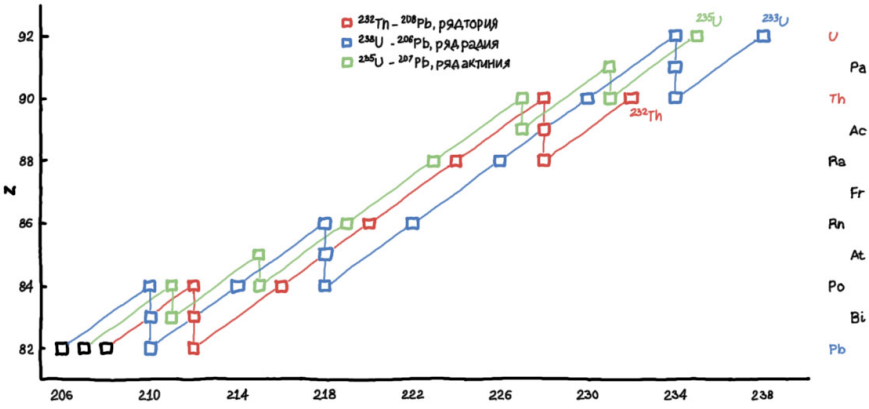


Рис. 3.4: Ряды распада тория, радия и актиния (основные ветви) в представлении на плоскости (Z, A)

свою очередь, обладают четко определенными и характерными материальными свойствами. Например, возбужденная активность тория испаряется при определенной высокой температуре и повторно осаждается в окрестностях, и может растворяться в одних реагентах, но не в других.

Эти различные новые тела отличаются от обычной материи, следовательно, только одним пунктом, а именно тем, что их количество значительно ниже предела, который может быть достигнут обычными методами химического и спектроскопического анализа. В качестве примера того, что это не является аргументом против их специфического материального существования, можно упомянуть, что то же самое верно и для самого радия, который встречается в природе. Ни один химический или спектроскопический тест не является достаточно точным для обнаружения радия в урановой руде, и только когда количество присутствующего вещества многократно увеличивается за счет концентрации, начинает проявляться характерный спектр. М. Кюри, а также Гизель смогли получить довольно значительные количества чистых соединений радия путем обработки многих ионов урановой руды, и результаты показывают, что радий в действительности является одним из наиболее хорошо определенных и характерных химических элементов.

Таким образом, различные новые объекты, существование которых было обнаружено с помощью радиоактивности, несомненно, подобно радию, попали бы в диапазон более старых методов исследования, если бы было возможно бесконечно увеличивать количество используемого материала.

3.2.3 Синхронизм между изменением и излучением

В настоящей статье рассмотрен характер изменений, в которых Производство этих новых тел еще предстоит рассмотреть. Накопленные экспериментальные данные в настоящее время достаточно полным, чтобы можно было построить общую теорию природы процесса, который должен быть установлен со значительной степенью определенность и определенность. Вскоре это стало очевидным из это свидетельствует о том, что существует гораздо более тесная связь между радиоактивностью и изменениями, которые ее поддерживают чем выражается в идее производства активного дело. Напомним, что все случаи радиоактивного заражения изменения, которые были изучены, могут быть решены в производство одним веществом другого (без учета tbr настоящее – испущенные лучи). Когда несколько изменений происходят вместе, они не одновременны, а последовательны.

Таким образом, торий образует торий X, торий X образует эманацию тория, а последний образует возбужденную активность. Теперь можно показать, что радиоактивность каждого из этих веществ связана не с изменением, при котором оно само образовалось, а с изменением, при котором оно, в свою очередь, образует следующий новый тип. Таким образом, после отделения тория X от тория, его образующего, излучение тория X пропорционально количеству эманации, которую оно производит, и как радиоактивность, так и эманирующая способность тория X угасают по одному и тому же закону и на определенной стадии. На следующем этапе эманация переходит к образованию возбужденной активности. Активность эманации падает до половины за одну минуту, и количество возбужденной активности, производимой ею на отрицательном электроде в электрическом поле, уменьшается в той же пропорции. Эти результаты полностью подтверждаются в случае радия. Активность излучения радия уменьшается вдвое за четыре дня, как и его способность производить возбужденную активность.

Следовательно, невозможно рассматривать радиоактивность как следствие уже произошедших изменений. Излучаемые лучи должны быть сопутствующим явлением изменения излучающей системы в следующую образованную.

Неразделимая активность. — Эта точка зрения сразу же объясняет существование постоянной радиоактивности, неразделимой химическими процессами, в каждом из трех радиоэлементов. Эта неразделимая активность состоит из излучений, сопровождающих первичное превращение радиоэлемента в первый новый продукт. Таким образом, в тории около 25% излучения сопровождает первое превращение тория в торий-X. В уране все излучение неразделимо и сопровождает превращение урана в уран-X.

Из вывода о том, что изменения сопровождаются излучением, следует ряд важных следствий. Радиоактивное тело по определению должно изменяться, и поэтому невозможно, чтобы какой-либо из новых типов радиоак-

тивного вещества — например, уран-X, торий-X, два излучения и т. д. — был идентичен какому-либо из известных элементов. Ведь они существуют лишь короткое время, и распад их радиоактивности является выражением их постоянно уменьшающегося количества. С другой стороны, поскольку конечные продукты изменений не могут быть радиоактивными, всегда должна существовать хотя бы одна стадия процесса, выходящая за пределы возможностей экспериментальных методов. По этой причине конечные продукты, образующиеся в результате изменений, остаются неизвестными, а их количество невозможно определить, за исключением методов радиоактивности. В природных минералах, содержащих радиоактивные элементы, эти изменения должны были происходить постоянно в течение очень длительных периодов времени, и, если им не удастся выйти наружу, конечные продукты должны были накопиться в достаточном количестве, чтобы были бы обнаружены и, следовательно, должны появляться в природе как неизменные спутники радиоактивных элементов. Мы уже предположили на этих и других основаниях, что, возможно, гелий может быть таким конечным продуктом, хотя, конечно, это предположение в настоящее время носит чисто умозрительный характер. Но более тщательное изучение радиоактивных минералов, вероятно, предоставило бы дополнительные доказательства по этому важному вопросу.»

Здесь прямо утверждает, что при радиоактивных излучениях образуются новые, еще неизвестные вещества. Иначе говоря, утверждается, что в радиоактивных превращениях имеют место *трансмутации, превращения элементов.* Авторы избегали этого термина, в силу его исторической связи с алхимией.

3.2.4 Материальная природа излучений

Представление о том, что луч или лучи любой системы образуются в момент изменения системы, получило убедительное подтверждение благодаря открытию электрической и магнитной отклоняемости луча. Отклонение происходит в противоположном направлении по сравнению с *beta* или катодным лучом, и, таким образом, лучи состоят из положительно заряженных тел, проецируемых с большой скоростью [?]. Последнее значение было показано как порядка $2,5\times10^9$ см в секунду. Значение e/m, отношения заряда носителя к его массе, составляет порядка 6×10^3. Теперь значение e/m для катодного луча составляет около 10^7. Предполагая, что значение заряда одинаково в каждом случае, кажущаяся масса положительной проецированной частицы более чем в 1000 раз больше, чем для катодного луча. Теперь $e/m = 10^4$ для атома водорода при электролизе воды. Частица, составляющая луч, таким образом, ведет себя так, как если бы ее масса была того же порядка, что и масса атома водорода. Лучи от всех радиоактивных элементов, и от различ-

ных радиоактивных тел, которые они производят, обладают аналогичными свойствами и лишь незначительно отличаются по проникающей способности. Таким образом, есть веские основания из убеждения, что α-лучи обычно являются излучениями и что масса частицы имеет тот же порядок величины, что и масса атома водорода, и очень велика по сравнению с массой проецированной частицы, которая составляет *beta* или легко отклоняющийся луч от того же элемента.

Что касается роли двух типов излучения в радиоактивности, то нет сомнений в том, что α-лучи являются гораздо более важными. Во всех случаях они составляют более 99 процентов излучаемой энергии, и хотя α-лучи, благодаря своей проникающей способности и выраженному фотогеничному действию, изучались чаще, они имеют сравнительно меньшее значение.

Было показано, что неразделимая активность всех трех радиоэлементов, активность двух эманизаций и первая стадия возбужденной активности радия включают в себя только α-лучи. Только когда процессы приближаются к завершению, насколько их прогресс можно экспериментально проследить, появляется *beta*- или катодный луч.

В свете этих данных есть все основания полагать, что изменение сопровождается не просто выбросом заряженной частицы, но и что этот выброс и есть само изменение.»

Здесь утверждается, что в ряду радиоактивных изменений излучается альфа-частица. В тексте также отмечается, что бета-частицы тоже излучаются. Если обратиться к табл. 3.7, можно заметить, что на этапах, происходящих с бета-излучением, времена очень короткие. В связи с этим, изучение этих веществ во время написания статьи еще не было возможно.

3.2.5 Закон радиоактивных изменений

« Взгляд на то, что излучение от активного вещества сопровождает изменение, придает закону распада радиоактивности очень определенный физический смысл. Во всех случаях, когда один из радиоактивных продуктов был отделен, и его активность исследована независимо от активного вещества, которое его порождает или которое оно, в свою очередь, производит, было обнаружено, что активность при всех исследованных условиях убывает в геометрической прогрессии со временем. Это выражается уравнением:

$$\frac{I_t}{I_0} = e^{-\lambda t}, \tag{3.2}$$

где I_0 — начальный ионизационный ток, обусловленный излучением, I_t —– ток, что через время t, и λ —– постоянная.»

Уравнение (3.2) в современной терминологии называется *законом радиоактивного распада*. Далее в статье приводится дифференциальная форма этого закона

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N, \tag{3.3}$$

N — количество атомов радиоактивного вещества.

« *Закон радиоактивного изменения*, следовательно, может быть выражен одной формулой: пропорциональное количество радиоактивного вещества, изменяющегося за единицу времени, является постоянной величиной. Когда общее количество не изменяется (условие, почти выполняемое в точке равновесия, где скорость поступления равна скорости изменения), доля целого, изменяющаяся за единицу времени, представлена константой λ, которая имеет для каждого типа активного вещества фиксированное и характерное значение.

Поэтому λ можно с полным правом назвать «радиоактивной константой». Сложность явлений радиоактивности обусловлена существованием, как правило, нескольких различных типов вещества, одновременно превращающихся друг в друга, причем каждый тип обладает различной радиоактивной константой.»

Сейчас употребляют термин «константа радиоактивного распада».

3.2.6 Консервативность радиоактивности

« Закон радиоактивного изменения, который был выведен, справедлив для каждого исследованного этапа и, следовательно, справедлив для явления в целом. Радиоактивная постоянная была исследована в очень разнообразных условиях температуры и под воздействием самых мощных химических и физических факторов, и никаких изменений ее значения не наблюдалось. Закон фактически представляет собой математическое выражение общего принципа, к которому мы пришли в результате наших исследований в целом. Но здесь кажущаяся постоянность является лишь выражением медленной скорости изменения самого радиоэлемента. За достаточно длительные периоды его радиоактивность также должна уменьшаться в соответствии с законом радиоактивного изменения, иначе пришлось бы рассматривать радиоактивное изменение как создание материи во Вселенной, следовательно, общая радиоактивность, согласно нашим нынешним знаниям, должна уменьшаться и стремиться к исчезновению. Следовательно, энергия, выделяемая в радиоактивных процессах, не нарушает закон сохранения энергии.

Из этой точки зрения не следует, что радиоактивность, рассматриваемая с учетом количества задействованного вещества, сохраняется при всех мыслимых условиях, или что в конечном итоге не удастся контролировать процессы, которые ее порождают. Изложенный принцип, конечно, применим только к нашему нынешнему состоянию экспериментальных знаний, которые удовлетворительно интерпретируются с его помощью. Общие данные,

на которых основан этот принцип, охватывают всю область радиоактивности. Эксперименты Беккереля и Кюри показали, что излучения от урана и радия соответственно остаются постоянными в течение длительных интервалов времени. Кюри выдвинул точку зрения, что радиоактивность является специфическим свойством рассматриваемого элемента, и успешное отделение чистого радия от урановой руды стало прямым результатом этого метода рассмотрения свойства. Возможность отделения от радиоактивного элемента интенсивно активного компонента, хотя на первый взгляд и противоречивая, при более тщательном изучении лишь подтвердила эту точку зрения. Во всех случаях удаляется лишь часть активности, которая со временем восстанавливается радиоактивным элементом. Первоначальная позиция г-жи Кюри, согласно которой радиоактивность является специфическим свойством элемента, должна считаться не вызывающей сомнений. Даже если в конечном итоге выяснится, что уран и торий представляют собой смеси этих элементов с небольшой постоянной долей новых радиоактивных элементов с соответственно высокой активностью, общий метод рассмотрения этого вопроса останется неизменным.

Далее, в ходе наших исследований мы не наблюдали ни одного случая, когда радиоактивность была бы создана в нерадиоактивном элементе или уничтожена или изменена в радиоактивном элементе, и в настоящее время нет ни одного зарегистрированного случая, когда такое создание или уничтожение можно было бы считать установленным. Позже будет показано, что радиоактивное изменение может иметь только природу атомного распада, и, следовательно, этот результат следует ожидать, исходя из общепринятого опыта химии в отношении неспособности трансформировать элементы. По той же причине не следует ожидать, что скорость радиоактивного изменения будет зависеть от известных физических или химических воздействий. Наконец, принцип сохранения радиоактивности согласуется с энергетическими соотношениями радиоактивного изменения. Они будут рассмотрены более подробно в разделе 7, где показано, что энергетические изменения имеют гораздо больший порядок величины, чем в случае молекулярного изменения. »

Необходимо кратко рассмотреть некоторые очевидные исключения из этого принципа сохранения радиоактивности. Во-первых, следует отметить, что излучательная способность различных соединений тория и радия соответственно сильно различается между собой и в значительной степени зависит от изменений физического состояния. Недавно было доказано (Phil. Mag., апрель 1903 г., стр. 453), что эти изменения вызваны изменениями скорости утечки излучений в окружающую атмосферу. Излучение происходит с одинаковой скоростью как в деэманизированных, так и в сильно излучающих соединениях тория и радия, но в первых оно накапливается или поглощается в соединении. Сравнивая накопленное количество с количеством, производи-

мым в секунду одним и тем же растворенным соединением, удалось провести очень точную экспериментальную проверку, которая полностью подтвердила закон сохранения радиоактивности в этих случаях. Еще одним исключением является очевидное разрушение возбужденной активности тория, осажденной на платиновой проволоке путем зажигания до белого каления. Это было недавно исследовано в нашей лаборатории мисс Гейтс, и было обнаружено, что возбужденная активность не разрушается, а испаряется при определенной температуре и повторно осаждается в неизменном количестве на соседних поверхностях.»

Итак, утверждается, что радиоактивность является особым свойством материи для некоторых веществ, на которые невозможно подействовать какими-либо физическими или химическими способами.

⋮

« *Если существуют элементы тяжелее урана, то вероятно, что они будут радиоактивными.* Чрезвычайная тонкость радиоактивности как метода химического анализа позволила бы распознавать такие элементы, даже если они присутствуют в ничтожно малом количестве. Поэтому *следует ожидать, что число радиоэлементов увеличится в будущем, и что значительно больше, чем три, признанные в настоящее время, существуют в ничтожно малом количестве.* На первом этапе поиска таких элементов чисто химическое уравнение малоэффективно. Основными критериями являются наличие излучений, их отличительный характер и существование или отсутствие отличительных излучений или других продуктов распада.»

Предсказывается существование большого количества радиоактивных элементов, а также, что все элементы тяжелее урана нестабильны.

3.2.7 Связь радиоактивного изменения с химическим изменением

« Закон радиоактивного превращения, согласно которому скорость превращения пропорциональна количеству изменяющегося вещества, также является законом мономолекулярной химической реакции. Следовательно, радиоактивное превращение должно быть такого рода, чтобы затрагивать только одну систему, поскольку если бы оно представляло собой комбинацию, в которой участвовало бы взаимное действие двух систем, скорость превращения зависела бы от концентрации, и закон включал бы фактор объема. Но это не так. Поскольку радиоактивность является специфическим свойством элемента, изменяющейся системой должен быть химический атом, и поскольку в образовании новой системы участвует только одна система, а также тяжелые заряженные частицы, при радиоактивном превращении химический атом должен подвергаться распаду.

Радиоактивные элементы обладают самым большим атомным весом. Это, по сути, их единственная общая химическая характеристика. Распад атома и выброс тяжелых заряженных частиц того же порядка массы, что и атом водорода, оставляет после себя новую систему, более легкую, чем прежде, и обладающую химическими и физическими свойствами, совершенно отличными от свойств исходного элемента. Процесс распада, начавшись, протекает от стадии к стадии с определенной измеримой скоростью в каждом случае.

На каждой стадии испускается один или несколько «лучей», пока не будут достигнуты последние стадии, когда «бета-луч» или электрон не будет выброшен. Поэтому целесообразно дать особое название этим многочисленным фрагментам атомов или новым атомам, которые образуются из исходного атома после выброса луча и которые существуют лишь ограниченное время, постоянно претерпевая дальнейшие изменения. Их нестабильность — их главная характеристика. С одной стороны, она препятствует накоплению количества, и, следовательно, вряд ли их когда-либо можно будет исследовать обычными методами. С другой стороны, нестабильность и последующее испускание лучей обеспечивают средства, с помощью которых их можно исследовать.

Таким образом, в следующей таблице метаболоны, известные на данный момент как образующиеся в результате распада трех радиоэлементов, расположены по порядку.

Uranium	Thorium	Radium
↓	↓	↓
Uranium X	Thorium X	Radium Emanation
↓	↓	↓
?	Thorium Emanation	Radium-Excited Activity I
	↓	⋮
	Thorium -Excited Activity I	↓
	↓	?
	?	

Три вопроса представляют собой три неизвестных конечных продукта. Сами атомы радиоактивных элементов образуют, так сказать, общую основу между *метаболонами* и атомами, обладая свойствами обоих. Таким образом, хотя они распадаются, скорость распада настолько мала, что может быть накоплено достаточное количество для химического исследования. Поскольку скорость распада, вероятно, в миллион раз выше для радия, чем для тория или урана, у нас есть объяснение чрезмерно малой доли радия в природных минералах. Действительно, все соображения указывают на предположение, что атом радия также является метаболоном в полном смысле этого слова, образованным в результате распада одного из других элементов, присутствующих в минерале. Например, оценка его «жизни» показывает, что последняя вряд ли может составлять более нескольких тысяч лет (см. §7). Этот вопрос находится на стадии экспериментального исследования одним из нас, и более

подробное обсуждение отложено на потом.

В настоящее время нет доказательств того, что один атом или метаболон когда-либо производит более одного нового типа метаболона при каждом изменении, и в настоящее время нет средств для определения, например, количества метаболонов тория X или количества проекционных частиц, или «лучей», производимых каждым атомом тория. Простейший план, поскольку он не предполагает возможности серьезной ошибки, если понятна природа устоявшегося соглашения, состоит в том, чтобы предположить, что каждый атом или метаболон производит один новый метаболон или атом и один «луч». »

Здесь *метаболоны* — короткоживущие, нестабильные промежуточные химические элементы.

3.2.8 Энергия радиоактивных изменений и внутренняя энергия химического атома

« Положение химического атома как очень определенной стадии в сложности материи, хотя и не самой низшей, на которой теперь можно получить экспериментальные знания, наиболее ясно демонстрируется сравнением соответствующих энергетических соотношений радиоактивных и химических изменений. Можно рассчитать порядок количества энергии, излучаемой данным количеством радиоэлемента во время его полного изменения, несколькими независимыми методами, концентрации которых очень хорошо согласуются между собой. Наиболее прямой способ — это энергия проецируемой частицы, и общее число атомов. Ведь каждый атом не может произвести менее одного «луча» при каждом своем изменении, и мы следовательно, таким образом получаем минимальную оценку общей излучаемой энергии. С другой стороны, один атом радиоэлемента, если он полностью распадется на проецируемые частицы, не сможет произвести более 200 таких частиц, если предположить, что масса продуктов равна массе атома. Это соображение позволяет установить максимальный предел для оценки. α-лучи составляют настолько большую долю полной энергии излучения, что их необходимо рассматривать отдельно. »

« Можно рассчитать порядок количества энергии, излучаемой данным количеством радиоэлемента во время его полного изменения, несколькими независимыми методами, концентрации которых очень хорошо согласуются между собой. Наиболее прямой способ — это энергия излучаемой частицы, и общее число атомов. »

« ... Следовательно, кинетическая энергия каждой проецируемой частицы: $= 10^{-5}$ эрг. Принимая 10^{20} за вероятное число атомов в одном грамме радия, полная энергия лучей от атома: последнего $= 10^{15}$ эрг $= 2.4 \times 10^{7}$ грамм-калорий, при условии, что каждый атом проецирует один луч. ...

Следовательно, энергия радиоактивного изменения должна быть как минимум в двадцать тысяч раз, а может быть и в миллион раз больше, чем энергия любого молекулярного изменения. »

⋮

« Было отмечено, что эти оценки касаются энергии излучения, а не полной энергии радиоактивного превращения. Последняя, в свою очередь, может составлять лишь часть внутренней энергии атома, поскольку внутренняя энергия образующихся продуктов остается неизвестной. Все эти соображения указывают на вывод о том, что *скрытая энергия атома должна быть огромной по сравнению с той, которая высвобождается в обычных химических реакциях.* Теперь радиоактивные элементы ничем не отличаются от других элементов по своему химическому и физическому поведению. С одной стороны, они химически очень похожи на свои неактивные прототипы в периодической системе, а с другой – не обладают никакой общей химической характеристикой, которая могла бы быть связана с их радиоактивностью. Следовательно, *нет оснований предполагать, что этим огромным запасом энергии обладают только радиоактивные элементы. Вероятно, атомная энергия в целом имеет аналогичный, высокий порядок величины, хотя отсутствие изменений препятствует проявлению ее существования.* Существование этой энергии объясняет стабильность химических элементов, а также сохранение радиоактивности под воздействием самых разнообразных условий. Это необходимо учитывать в космической физике. *Поддержание солнечной энергии, например, больше не представляет собой фундаментальной проблемы, если считать доступной внутреннюю энергию составляющих элементов, т.е. если процессы субатомных изменений продолжаются.* »

Подводя итог, отметим истинно революционный характер публикации [?]. В ней содержится существенное расширение взглядов на устройство материи, указывается на существование ещё не исследованного, но обладающего огромной по сравнению с химической связью внутренней энергией атома, в том числе и тех, которые не обладают радиоактивностью.

Сотрудничество авторов закончилось в 1903 г. в связи с окончание работы Содди в Монреале. В 1904 г. вышли в свет книги Резерфорд [248] и Содди [249] с одинаковым названием «Radioactivity». В них авторы весьма подробно изложили свои представления о новом круге явлений.

Историческое название	Современное название	Период полураспада	Радиоактивный ряд
Уран I	Уран-238 (^{238}U)	$4{,}47 \times 10^9$ лет	Ряд урана-радия
Уран X_1	Торий-234 (^{234}Th)	24,1 суток	Ряд урана-радия
Уран X_2 (Бревий)	Протактиний-234m (^{234m}Pa)	1.17 минуты	Ряд урана-радия
Уран Y	Торий-231 (^{231}Th)	25,5 часов	Ряд актиния
Уран Z	Протактиний-234 (^{234}Pa)	6,7 часов	Ряд урана-радия
Ионий	Торий-230 (^{230}Th)	75380 лет	Ряд урана-радия
Радий	Радий-226 (^{226}Ra)	1600 лет	Ряд урана-радия
Радий A	Полоний-218 (^{218}Po)	3,1 минуты	Ряд урана-радия
Радий B	Свинец-214 (^{214}Pb)	2608 минут	Ряд урана-радия
Радий C	Висмут-214 (^{214}Bi)	19,9 минут	Ряд урана-радия
Радий C_1	Полоний-214 (^{214}Po)	164 мкс	Ряд урана-радия
Радий C_2	Таллий-210 (^{210}Tl)	1,3 минуты	Ряд урана-радия
Радий D	Свинец-210 (^{210}Pb)	22,3 года	Ряд урана-радия
Радий E	Висмут-210 (^{210}Bi)	5,0 суток	Ряд урана-радия
Радий F	Полоний-210 (^{210}Po)	138,4 суток	Ряд урана-радия
Торий	Торий-232 (^{232}Th)	14×10^9 лет	Ряд тория
Торий X	Радий-224 (^{224}Ra)	3,66 суток	Ряд тория
Актиний X	Радий-223 (^{223}Ra)	11,4 суток	Ряд актиния
Мезоторий I	Радий-228 (^{228}Ra)	5,75 лет	Ряд тория
Мезоторий II	Актиний-228 (^{228}Ac)	6,15 часов	Ряд тория
Радон (эманация радия)	Радон-222 (^{222}Rn)	3,82 суток	Ряд урана-радия
Торон	Радон-220 (^{220}Rn)	55,6 секунд	Ряд тория
Актинон	Радон-219 (^{219}Rn)	3,96 секунд	Ряд актиния

Таблица 3.7: Изотопы радиоактивных элементов с историческими названиями

3.3 Альфа-частица

Осознание реальности трансмутаций §3.2 поставило много вопросов. Был непонятен механизм радиоактивных превращений. Была непонятна роль и свойства излучений, сопровождающих эти превращения. При этом дело обстояло по-разному для разных излучений. Бета-излучение было достаточно быстро идентифицировано Беккерелем (см. §2.2) с уже тщательно исследованными катодными лучами. А вот альфа-излучение обладало совсем другими свойствами. В работе по осознанию природы альфа-частиц участвовало много исследователей. При этом ведущую роль сыграл Эрнест Резерфорд, цикл работ которого в в основном в Монреале и далее в Манчестере привёл, наконец, к пониманию явления.

В 1908 г. Резерфорд получил Нобелевскую премию по химии. Его Нобелевская лекция «Химическая природа альфа-частиц, образующихся при взаимодействии с радиоактивными веществами» [155] даёт последовательную схему ключевых этапов осознания природы альфа-частиц. Он рассказывает в основном про свои исследования, но всегда отмечает важные работы других учёных.

3.3.1 Свойства альфа-частиц

Довольно быстро в отношении альфа-частиц были получены указания на то, что они могут быть положительно заряжены [156]. Однако без достаточно интенсивных источников излучения исследования были затруднительны.

Развитие технологии обогащения позволили Гизелю (см. §2.4.5) наладить коммерческое производство радия. В 1902 году, когда стал доступен препарат радия с активностью 19 000 и Резерфорд « смог убедительно показать, что α-частицы отклоняются магнитным полем, хотя и в очень незначительной степени по сравнению с β-лучами » — «The Magnetic and Electric Deviation of the Easily Absorbed Rays from Radium» [138].

В этой работе Резерфорду удалось получить управление потоком альфа-частиц с помощью сильного магнита и одновременно измерять ток. Также он смог измерить скорость альфа-частиц и отношение заряда к массе. Рассмотрим последовательно основные результаты исследований.

Введение. Свойства излучений радия

«Радий испускает три различных типа излучения:

(1) α-лучи, которые очень легко поглощаются тонкими слоями вещества и вызывают большую часть ионизации газа, наблюдаемой в обычных экспериментальных условиях.

(2) β-лучи, которые состоят из отрицательно заряженных частиц, испускаемых с высокой скоростью, и которые во всех отношениях подобны катодным лучам, образующимся в вакуумной трубке.

(3) γ-лучи, которые не отклоняются магнитным полем и не обладают очень высокой проникающей способностью.

Эти лучи очень сильно различаются по своей способности проникать в вещество. Следующие приблизительные значения, показывающие толщину алюминия, пройденного до того, как интенсивность уменьшится вдвое, иллюстрируют это различие.

Тип излучения	Толщина алюминия
α-лучи	.0005 см
β-лучи	.05 см
γ-лучи	8 см

Таблица 3.8: Примерная толщина алюминия для ослабления излучения в 2 раза. Резерфорд 1903 г. [138]

В табл. 3.8 приводится примерная толщина алюминия для ослабления каждого из видов излучения в 2 раза.

В данной статье будет представлен обзор некоторых экспериментов, показывающих, что α-лучи отклоняются под действием сильного магнитного и электрического поля. Отклонение происходит в противоположном направлении по сравнению с катодными лучами, так что излучение должно состоять из положительно заряженных тел, запускаемых с большой скоростью. В предыдущей статье [157] я представил обзор косвенных экспериментальных доказательств в поддержку точки зрения, что α-лучи состоят из за запускаемых заряженных частиц. Предварительные эксперименты, проведенные для решения этого вопроса в течение последних двух лет, дали отрицательные результаты. Магнитное отклонение, даже в сильном магнитном поле настолько мало, что для его обнаружения и измерения необходимы очень специальные методы. Малость магнитного отклонения лучей по сравнению с отклонением катодных лучей в вакуумной трубке можно оценить по тому факту, что лучи, проецируемые под прямым углом к магнитному полю напряженностью 10 000 СГс, описывают дугу окружности радиусом около 39 см, в то время как при тех же условиях катодные лучи описывали бы окружность радиусом около 0.01 см.

В ранних экспериментах использовался радий с активностью 1000, но он не давал достаточно сильных лучей, чтобы довести эксперимент до необходимого предела. Общий используемый метод заключался в пропускании лучей через узкие щели и наблюдении, изменяется ли скорость разряда, обусловленная испускаемыми лучами, при приложении магнитного поля. Однако, когда лучи пропускались через достаточно узкие щели, чтобы обнаружить

небольшое отклонение лучей, скорость разряда излучаемых лучей становилась слишком слабой для измерения даже с помощью чувствительного электрометра.

Недавно я получил образец радия с активностью 19 000, благодая Г-же Кюри, и, используя электроскоп вместо электрометра, мне удалось расширить эксперименты и показать, что все лучи отклоняются сильным магнитным полем.»

Отклонение лучей в магнитном поле

« На рис. 3.5 показана схема измерений отклонения альфа-частиц в магнитном поле.

Лучи от тонкого слоя радия проходили вверх через ряд узких щелей G, расположенных параллельно, а затем через тонкий слой алюминиевой фольги толщиной 0.00034 см в испытательный сосуд V. Ионизация, вызванная лучами в испытательном сосуде, измерялась скоростью движения лепестков электроскопа с золотыми лепестками B. Он был сконструирован по образцу экспериментов Ч. Вилсона по спонтанной ионизации воздуха [421]. Система с золотыми лепестками была изолирована внутри сосуда серной бусиной C и могла заряжаться с помощью подвижного провода D, который впоследствии был заземлен. Скорость движения золотого лепестка наблюдалась с помощью микроскопа через небольшие слюдяные окна в испытательном сосуде.

Для увеличения ионизации в испытательном сосуде лучи проходили через 20-25 щелей одинаковой ширины, расположенных рядом друг с другом. Это было организовано путем вырезания канавок через равные промежутки в боковых пластинах, в которые вставлялись латунные пластины. Поперечное сечение системы металлических пластин и воздушных зазоров показано на рис. 3.5 Fig 1. B. »

Ширина щели варьировалась в разных экспериментах в диапазоне от 0,42 до 1 см.

Магнитное поле прикладывалось перпендикулярно плоскости бумаги и параллельно плоскости щелей.

Испытательный сосуд и система пластин были приклеены воском к свинцовой пластине P, так что лучи попадали в сосуд V только через алюминиевую фольгу.

В этих экспериментах необходимо обеспечить постоянный поток газа, проходящий вниз между пластинами, чтобы предотвратить диффузию излучения радия вверх в испытательный сосуд.

Использование потока водорода вместо воздуха значительно упрощает эксперимент, поскольку одновременно увеличивает ионизационный ток, обусловленный α-лучами в испытательном сосуде, и (одновременно) значительно уменьшает ток, обусловленный β- и γ-лучами.

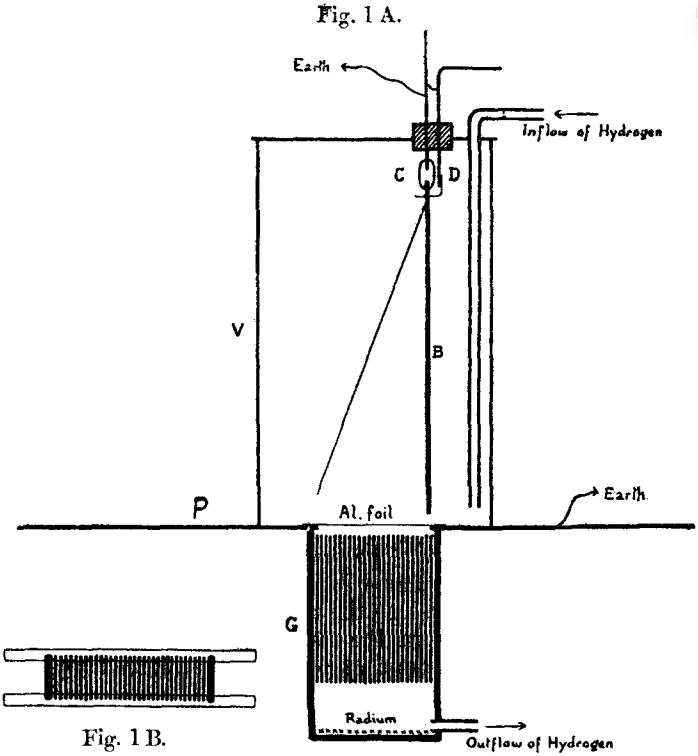


Рис. 3.5: Схема измерений отклонения альфа-частиц в магнитном поле. Резерфорд 1903 г. [138]

Это сразу следует из того факта, что α-лучи гораздо легче поглощаются в воздухе, чем в водороде, в то время как скорость образования ионов под действием β- и γ- значительно ниже в водороде, чем в воздухе [138]. »

« Ниже приведён пример наблюдения за магнитным отклонением:
полюсные наконечники $1,90 \times 2,50$ см.
Напряженнсоть поля между полюсными наконечниками 8370 единиц.
Установка из 25 параллельных пластин длиной 3,70 см, шириной 70 см, со средним воздушным зазором между пластинами .042 см.
Расстояние от радия снизу до пластинами 14 см.

Слюдяная пластина толщиной 0.01 см имела достаточную толщину, чтобы полностью поглотить все α–лучи, но пропускала β-лучи без существен-

		Скорость разряда электроскопа, В/мин
(1)	Без магнитного поля	8.33
(2)	С магнитным полем	1.72
(3)	Радий накрыт поглотителем α-лучей	0.93
(4)	Радий накрыт поглотителем α-лучей, с магнитным полем	0.92

Таблица 3.9: Скорость разряда электрометра в экспериментах с отклонение альфа-лучей в магнитном поле. Резерфорд 1903 г. [138]

ного поглощения. Разница между (1) и (3), 7.40 вольт в минуту, дает скорость разряда, обусловленную только α-лучами; разница между (2) и (3), 0.79 вольт в минуту, обусловлена α-лучами, не отклоняющимися под действием используемого магнитного поля. »

Таким образом, количество α-лучей, не отклоняющихся полем, составляет около 11 процентов от общего числа. Небольшая разница между (2) и (4) включает в себя небольшую ионизацию, вызванную β-лучами, чтобы они полностью отклонялись магнитным полем, вероятно, что ионизация, вызванная β-лучами без магнитного поля, была на самом деле сильнее; но остаточное магнитное поле, когда ток прерывался, было достаточно большим, чтобы полностью отклонить их до достижения испытательного сосуда. (4) включает в себя эффект γ-лучей » вместе с естественной утечкой электроскопа в водород.»

В следующей таблице показана скорость разряда, вызванная α-лучами при различной напряженности магнитного поля. Максимальное значение при отсутствии магнитного поля принято за 100.

Magnetic field between pole-pieces	Rate of discharge due to a rays.
0	100
3720	66
4840	50
6500	33
7360	23
8370	11

Таблица 3.10: Скорость разряда электрометра от величины магнитного поля. Резерфорд 1903 г. [138]

Эти результаты графически представлены на рис. 3.6 — Fig 3.
Кривая 3.6 (Fig. 3) показывает, что величина отклонения приблизительно

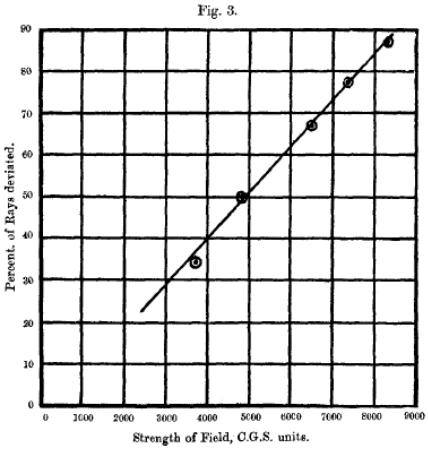


Рис. 3.6: Величина отклонения альфа-частиц в зависимости от магнитного поля. Резерфорд 1903 г. [138]

пропорциональна магнитному полю.

С помощью другого прибора со средним воздушным зазором 0.55 см лучи *полностью* отклонялись однородным магнитным полем напряженностью 8400 единиц, простирающимся по длине пластин на расстояние 4.5 см.»

Направление отклонения альфа-лучей

Для определения направления отклонения лучи пропускали через щели шириной 1 мм. Каждая щель была примерно наполовину закрыта латунной пластиной, в которой были вырезаны воздушные зазоры, точно соответствующие системе параллельных пластин.

На рис. 3.7 — Fig 4 представлен увеличенный фрагмент трех пластин, при этом металлическая пластина C наполовину закрывает щель AB. Если приложено магнитное поле, недостаточно сильное для отклонения всех лучей, скорость разряда в испытательном сосуде, когда лучи отклоняются в направлении от A к B, должна быть значительно больше, чем при изменении направления магнитного поля, т. е. когда лучи отклоняются от B к A. Это подтвердилось, поскольку, хотя скорость разряда не сильно уменьшалась при приложении поля в одном направлении, она снижалась примерно до четверти своего значения при изменении направления поля.

Так было показано, что направление отклонения в магнитном поле было

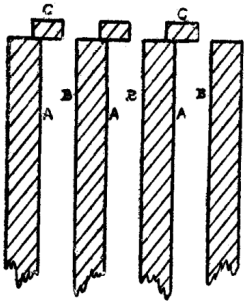


Рис. 3.7: Определение направления отклонения альфа-лучей в магнитном поле. Резерфорд 1903 г. [138]

противоположным по направлению катодным лучам, то есть лучи состояли из *положительно заряженных частиц.* »

Отклонение лучей в электростатическом поле

«Прибор был аналогичен тому, который использовался для измерения магнитного отклонения лучей, за исключением того, что латунные боковые стенки, удерживавшие пластины на месте, были заменены эбонитом.

Использовались двадцать пять пластин длиной 4,50 см, шириной 1,5 см и средним воздушным зазором 0,55 см. Радий находился на расстоянии 85 см ниже пластин. Пластины чередовались и заряжались с помощью батареи небольших аккумуляторов до разности потенциалов 600 вольт. Использовался водородный ток, как и в случае магнитного эксперимента.

При разности потенциалов 600 вольт наблюдалась постоянная разница в 7% в скорости разряда, вызванного электрическими лучами, при выключенном и включенном электрическом поле. Большая разность потенциалов не могла быть использована, так как искра проходила между пластинами в присутствии радия.

Величина отклонения в этом эксперименте была слишком мала, чтобы определить направление отклонения под действием электрического поля.»

Определение скорости лучей

« Трудно с уверенностью определить величину кривизны траектории лучей в заданном магнитном поле, исходя из процентного отклонения лучей, поскольку часть лучей, попадающих на боковые стороны параллельных пластин, отклоняется таким образом, что они попадают в испытательный сосуд.

Однако из данных, полученных путем наблюдения за величиной магнитного поля при полном отклонении лучей, было сделано заключение, что » при величине $H\rho = 390000$ было получено значение скорости лучей

$$V = 2.5 \times 10^9 \text{см в сек}, \tag{3.4}$$

и отношение заряда к массе

$$\frac{e}{m} = 6 \times 10^3. \tag{3.5}$$

« Эти результаты являются лишь приблизительными оценками и лишь указывают порядок значений этих величин, поскольку наблюдаемые электрические отклонения были слишком малы для точных наблюдений. Эксперименты продолжаются с использованием специального оборудования, и есть надежда, что будут получены гораздо большие электростатические отклонения, и, следовательно, более точное определение постоянных альфа-лучей.

Таким образом, альфа-лучи от радия очень похожи на *каналовые лучи*, наблюдаемые О. Гольдштейном [159], которые, как показал Вин [160], представляют собой положительно заряженные тела, движущиеся с высокой скоростью. Однако скорость альфа-лучей значительно выше, чем та, которая наблюдалась для каналовых лучей. »

Обсуждение

« Излучения урана, тория и радия, а также излучения от эманизирующих и возбужденных тел, все они содержат значительную долю альфа-лучей. Эти лучи не сильно отличаются по проникающей способности, и вероятно, что во всех случаях альфа-излучение от них представляет собой заряженные частицы, проецируемые с большими скоростями.

В работе [161] было показано, что полная энергия, излучаемая в виде альфа-лучей постоянными радиоактивными телами, примерно в 1000 раз больше энергии, излучаемой в виде бета-лучей. Этот результат был получен на основе предположения, что общее число ионов, образующихся при полном поглощении в воздухе двумя типами лучей, является мерой излучаемой энергии. Таким образом, альфа-лучи являются наиболее важным фактором в излучении энергии от активных тел, и, следовательно, любая оценка энергии, излучаемой только на основе бета-лучей, приводит к существенно заниженному слишком величины альфа излучения.

В настоящее время проводятся эксперименты по определению заряда, переносимого альфа-лучами, и на основе этих данных предполагается вывести скорость излучения энергии альфа-лучей из активных веществ.

Проекционный характер альфа-лучей очень легко объясняет некоторые из их характерных свойств. С этой точки зрения, ионизация газа альфа-лучами обусловлена столкновениями проецируемых масс с молекулами газа.

Из этого следует изменение скорости образования ионов в зависимости от давления газа и изменение поглощения лучей в твердых телах и газах в зависимости от плотности. Это также дает простое объяснение замечательного факта, что *поглощение альфа-лучей в заданной толщине вещества, определяемое электрическим методом, увеличивается с толщиной ранее пройденного вещества.* Достаточно лишь предположить, что по мере уменьшения скорости проецируемых частиц вследствие столкновений с молекулами поглощающей среды ионизирующая способность лучей быстро снижается. Это наиболее вероятно, поскольку, по-видимому, нет сомнений в том, что положительный «носитель» не может ионизировать газ при скорости ниже определенного значения, которая очень велика по сравнению со скоростью поступательного движения молекул.

Интересно рассмотреть вероятную роль, которую играют альфа-лучи в радиоактивных телах, в общем представлении о радиоактивности, выдвинутом г-ном Содди и мной в журнале Phil. Mag. в сентябре и ноябре 1902 года [?]. Там показано, что радиоактивность обусловлена последовательностью химических изменений, в результате которых непрерывно образуются новые типы радиоактивного вещества, и что постоянная радиоактивность хорошо известных активных тел представляет собой равновесный процесс, где скорость образования нового активного вещества уравновешивается распадом активности уже образованного. В ходе этих исследований возникли некоторые очень интересные моменты. Было установлено, что остаточная активность урана и тория, высвобожденных из UrX (Торий-234) и ThX (Радий-224) химическими процессами, состояла исключительно из альфа-лучей. С другой стороны, излучение UrX* (протактиний-234m) состояло почти исключительно из бета-лучей, тогда как излучение ThX (Радий-224) [161] состояло как из альфа-, так и из бета-лучей. Аналогичные результаты, вероятно, справедливы и для радия, поскольку Кюри показали, что радий, растворенный в воде и затем выпаренный досуха, временно теряет в значительной степени свою способность излучать бета-лучи.

Мощность, которой обладают радиоактивные тела, представляющие собой, по-видимому, спонтанно проецирующие большие массы с огромными скоростями, подтверждает точку зрения, что атомы этих заместителей состоят, по крайней мере частично, из быстро вращающихся или колеблющихся систем тяжелых заряженных тел, больших по сравнению с электроном. Внезапный выход этих масс с их орбиты может быть обусловлен либо действием внутренних сил, либо внешними силами, о которых мы в настоящее время ничего не знаем.

Из проекционной природы альфа-лучей также следует, что радиоактивные тела, заключенные в герметичные сосуды, достаточно тонкие, чтобы позволить альфа-лучам выходить, должны уменьшаться в весе. Такое уменьшение было недавно обнаружено Хейдвейлером [162] для радия, но, по-

видимому, в таких условиях, что альфа-лучи в значительной степени поглощались бы в стеклянной трубке, содержащей активное вещество.

В этой связи очень важно решить, связано ли наблюдаемое Гейдвайлером уменьшение веса с уменьшением веса самого радия или с уменьшением веса стеклянной колбы; поскольку хорошо известно, что лучи радия вызывают быстрое окрашивание по всей стеклянной трубке, и возможно, что происходит химическое изменение, достигающее поверхности стекла, которое может объяснить наблюдаемые эффекты. »

3.3.2 Теория радиоактивных изменений

Теория радиоактивных превращений была результатом совместной работы Резерфорда и Содди. Финальная статья [?] «Radioactive Change» разобрана в §3.2.

В ней высказана революционная мысль о том, что атомы химических элементов не являются абсолютно стабильными и возможны переходы между химически различными элементами, трансмутации. По крайней мере, тяжёлые элементы способны к превращениям. По этой причине, по-видимому, не существуют элементы тяжелее урана.

Эти положения было очень трудно воспринять в научном контексте начала XX в. В частности, психологически было трудно принять идею трансмутации, которая позволяла проводить параллели с алхимией, то есть с «лженаукой».

Нужны были неоспоримые доказательства справедливости новой концепции.

3.3.3 Ряды превращений радиоактивных веществ

Одной из проблем исследования радиоактивных превращений было прослеживание рядов превращений, начиная с урана и тория.

На рис. 3.8 в упрощенной форме представлены ряды распада тория, радия и актиния.

Выделим из табл. 3.7 ряд урана-радия, начиная с урана-238 и заканчивая радием-226.

В табл. 3.11 красным цветом выделен *ионий*. Он находится в ряду между Ураном X_1 (Торий-234) и Радием-226. Это важное звено в ряду урана-радия долгое время не удавалось обнаружить.

Наконец, в 1908 г. состоялось « открытие Болтвудом долгожданного и неуловимого родительского элемента радия, а именно иония», как говорит Резерфорд в своей Нобелевской лекции [155].

Сам Болтвуд пишет в заключении статьи, которая описывает исследования в течение 1903-1907 гг.:

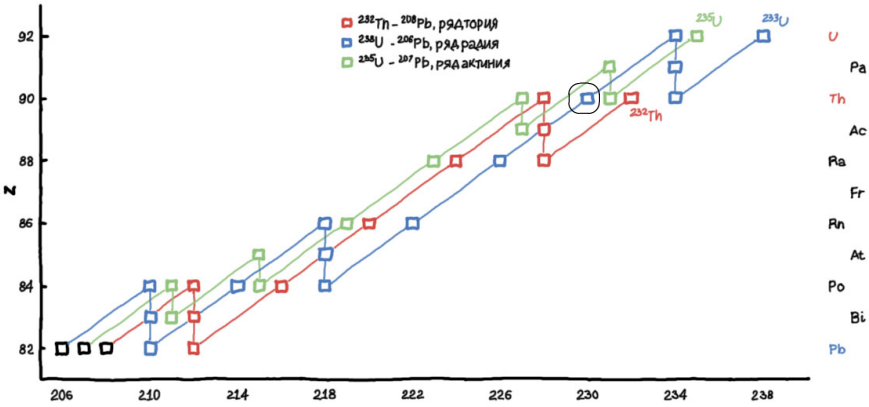


Рис. 3.8: Ряды распада тория, радия и актиния (основные ветви) отмечен ионий

Историческое название	Современное название	Период полураспада	Радиоактивный ряд
Уран I	Уран-238 (^{238}U)	$4{,}47 \times 10^9$ лет	Ряд урана-радия
Уран X_1	Торий-234 (^{234}Th)	24,1 суток	Ряд урана-радия
Уран X_2 (Бревий)	Протактиний-234m (^{234m}Pa)	1.17 минуты	Ряд урана-радия
Уран Z	Протактиний-234 (^{234}Pa)	6,7 часов	Ряд урана-радия
Ионий	Торий-230 (^{230}Th)	75380 лет	Ряд урана-радия
Радий	Радий-226 (^{226}Ra)	1600 лет	Ряд урана-радия

Таблица 3.11: Изотопы радиоактивных элементов в ряде урана-радия с историческими названиями

«Было обнаружено, что урановые минералы содержат новый радиоактивный элемент, которому дано название «ионий». Химическое поведение иония аналогично поведению тория, от которого его нельзя отделить обычными реакциями, характерными для тория.

Ионий испускает альфа-излучение с дальностью действия около 2,8 см в воздухе, а также, вероятно, бета-излучение. Результаты, полученные при изучении роста радия в растворах иония, указывают на то, что он является непосредственным веществом, из которого образуется радий. Следовательно, он, несомненно, является продуктом распада урана, промежуточным между

ураном X и радием. Относительная активность радия и иония в минералах согласуется с этим предположением [164].»

В 1908 г. Вилли Марквальдом и Бруно Кетманом было обнаружено [167], [238], что ионий оказался изотопом тория. Это подтверждает слова Болтвуда о химической неразделимости этих веществом, как и то, что из иония действительно образуется радий.

3.3.4 Самонагрев радия

Предпосылки исследования

В 1903 г. П. Кюри и А. Лаборд показали, что радий является самонагревающимся веществом и всегда имеет температуру выше температуры окружающего воздуха. [179]

« Кюри и Лаборд определяли скорость выделения тепла двумя различными способами. В одном методе разница температур наблюдалась с помощью термопары железо-константин между трубкой, содержащей один грамм радиационно-излучающего хлорида бария, активность которого составляла примерно 1/6 от активности чистого радия, и точно такой же трубкой, содержащей один грамм чистого хлорида бария. Наблюдаемая разница температур составляла 1,5°C. Для измерения скорости выделения тепла катушку проволоки известного сопротивления помещали в чистый хлорид бария и измеряли силу электрического тока, необходимую для нагрева бария до той же температуры, что и радиационно-излучающий барий. В другом методе активный барий, заключенный в стеклянную трубку, помещали внутрь калориметра Бунзена. До введения радия наблюдалось, что уровень ртути в трубке оставался стабильным. Как только радий, предварительно охлажденный в тающем льду, помещали в калориметр, *столбик ртути начинал двигаться с постоянной скоростью.* Если удалить радиевую трубку, движение ртути прекращалось. В результате этих экспериментов было установлено, что тепловыделение от 1 грамма радиационно-активированного бария, содержащего примерно 1/6 его массы чистого хлорида радия, составляло 14 грамм-калорий в час. Измерения также проводились с 0,08 граммом чистого хлорида радия. Кюри и Лаборд сделали вывод из этих результатов, что 1 грамм чистого радия выделяет количество тепла, равное примерно 100 грамм-калориям в час [248]. »

« В более поздней работе [180] П. Кюри обнаружил, что скорость излучения зависит от возраста радия, полученного в результате его приготовления. Нагревающий эффект для свежеприготовленного соединения радия был сначала невелик, но постепенно увеличивался до максимума через месяц и оставался постоянным в течение еще двух месяцев. ...

Это было подтверждено работами Резерфорда и Барнса в 1903 году, которые показали, что три четверти нагревающего эффекта радия обусловлены

не непосредственно самим радием, а его продуктом — эманацией, и что каждое из различных веществ, образующихся при взаимодействии с радием, выделяет тепло пропорционально энергии альфа-частиц, выбрасываемых им. [183] »

Подробно эксперимент Резерфорда и Барнса представлен в публикации «Heating effect of the radium emanation» 1904 г. [184].

Описание аппаратуры

« Поскольку в экспериментах было доступно лишь около 30 миллиграммов чистого бромида радия, были разработаны специальные методы для точного измерения малых тепловых эффектов. Максимальное тепловыделение от 30 миллиграммов бромида радия составляет не более 6×10^{-4} грамм-калорий в секунду, и было необходимо с уверенностью измерить тепловыделение, составляющее не менее 1/20 от этого количества. »

« На рис. 3.9 упрощенно представлен дифференциальный воздушный калориметр, использованный в экспериментах [184].

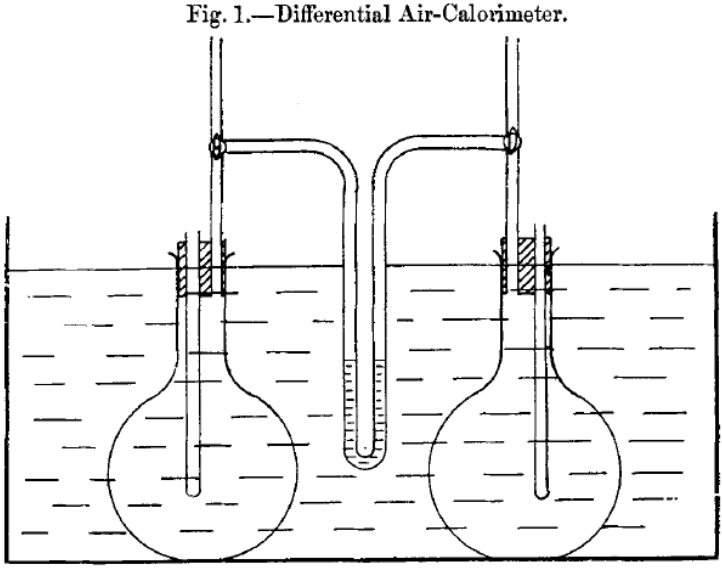


Рис. 3.9: Дифференциальный воздушный калориметр. Резерфорд-Барнс 1903 г. [183]

Он состоял из двух колб объемом 0,5 л каждая, с резиновыми пробками, через которые проходили трехходовые стеклянные краны, и трубки, в которые можно было опускать радий или эманатную трубку. Стеклянные краны соединяли воздух в колбах либо с наружным воздухом, либо с манометрической трубкой, которая регистрировала разницу давлений. Поначалу возникли некоторые трудности с выбором подходящей жидкости с достаточной подвижностью и низким давлением пара для манометрической трубки. В итоге мы использовали ксилол, который оказался во всех отношениях удовлетворительным. Разница в уровне ксилола в двух рукавах наблюдалась с помощью микроскопа, снабженного микрометрическим окуляром, установленного на штативе для катетометра. Две колбы были погружены в водяную баню с постоянной температурой и оставались очень стабильными на протяжении всей работы. Измерения проводились в положении ксилола в манометрической трубке при наличии радиационной или эмационной трубки в одной колбе, а затем снова при переносе ксилола в другую колбу, при этом в каждом случае предоставлялось достаточно времени для достижения стабильных условий. Для калибровки показаний микрометрической шкалы непосредственно в грамм-калориях в час были изготовлены две катушки из манганиновой проволоки сопротивлением около 50 Ом каждая. Одна была выполнена в виде небольшой компактной формы объемом примерно с тем же количеством бромида радия 30 мг, которое было введено, а другая была сделана из множества витков проволоки на раме приблизительно той же формы, что и эмационная трубка.

Через нагревательные катушки пропускали ток известной силы, и соответствующие перепады давления наблюдались на манометре. Таким образом, были получены две калибровочные кривые, которые немного отличались, но представляли собой максимально точное соответствие между двумя источниками тепла. Хотя дифференциальный воздушный калориметр показал очень хорошие результаты на первых этапах наблюдений в течение нескольких недель и был очень удобен для измерения количества выделяемого тепла, из-за его большой массы и объема воздуха, воздействующего на него, он реагировал недостаточно быстро, чтобы получить важные начальные изменения. Поэтому были сконструированы две пары чувствительных платиновых термометров с инерционной катушкой, имеющих задержку не более 6 или 7 минут. Эти две пары позволили нам работать одновременно с излучательной и эманизационной трубками, что было важно для получения первых изменений.

Каждый термометр состоял из 35 см тонкой платиновой проволоки, аккуратно намотанной на внутреннюю поверхность тонкой стеклянной трубки диаметром 5 мм. Для закрепления проволоки трубку осторожно нагревали до слабого красного каления, пока проволока не прилипала к стеклу, образуя спираль длиной около 3 см. Концы катушки были припаяны золотом к

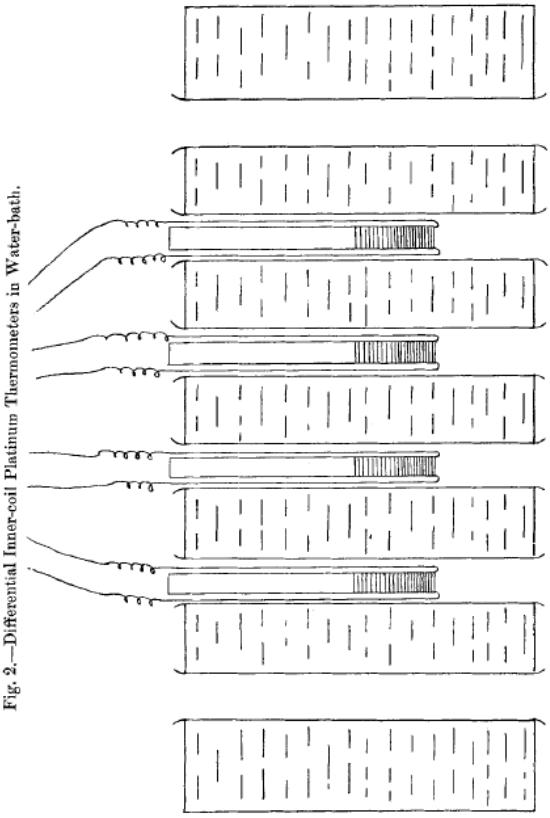


Рис. 3.10: Дифференциальный термометр в водяной бане. Резерфорд-Барнс 1904 г. [184]

толстым платиновым проволочным выводам. Трубка, содержащая радий, а также трубка, содержащая эманацию, была выбрана таким образом, чтобы легко скользить внутрь катушки, при этом проволока находилась в непосредственном контакте со стеклянной оболочкой, содержащей источник тепла.

Каждый термометр был установлен по центру в большей стеклянной трубке, проходящей через длинную узкую водяную баню (Fig. 2) рис. 3.10. Мешочек в водяной бане поддерживал температуру всегда равномерной. Изменения сопротивления термометров при переносе радиевой или эманационной трубки из одного в другой измерялись на компенсированном резисторном

мосту Каллендара, изготовленном с большой тщательностью.

Различия наблюдались по шкале и нониусу с точностью до миллиметра. Наибольшая наблюдаемая разница составила чуть более 7 миллиметров и соответствовала разнице в температуре около $\frac{3}{10}^\circ$ C, и показания можно было снимать с точностью до одной сотой от этого значения.

Мы не ставили перед собой цель получить количественные измерения выделяемого тепла, поскольку нас непосредственно интересовали начальные участки кривых, для которых требовались лишь относительные значения. Однако для проверки мы откалибровали одну пару дифференциальных термометров и обнаружили очень близкое совпадение теплового излучения 30 миллиграммов чистого бромида радия со значением, полученным с помощью воздушного калориметра. Это составило чуть более *100 грамм-калорий в час на 1 грамм чистого радия*, что очень точно согласуется со значениями, приведенными Кюри и Лабордом [179], а позже Рунге и Прехтом [123].»

Описание экспериментов

Нагревательный эффект 30 миллиграммов бромида радия, помещенного в узкую стеклянную трубку, был сначала определен в воздушном калориметре. Затем радиевая трубка R (Fig. 3) рис. 3.11 была соединена через трубку из пентоксида фосфора A с короткой узкой стеклянной трубкой T длиной около 3 см, соединенной с ртутным насосом P. Трубка T проходила через небольшой сосуд с жидкостью и воздухом, изготовленный из эбонита, для конденсации любых излучений, проходящих через него.

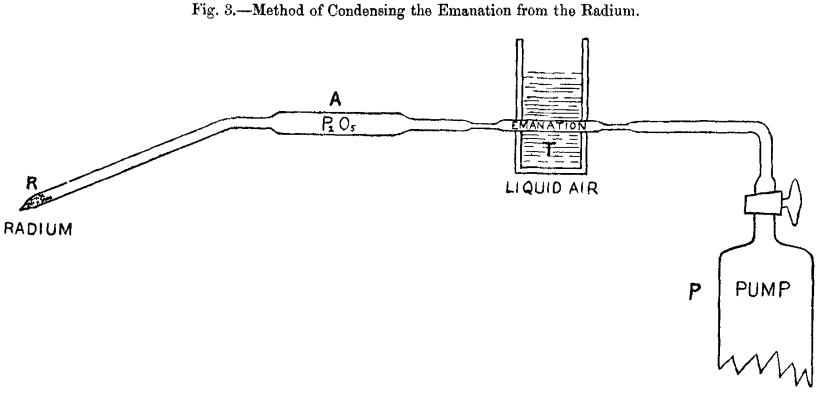


Рис. 3.11: Метод конденсирования эманации радия. Резерфорд-Барнс 1904 г. [184]

В сосуд поместили жидкий воздух, и трубки частично откачали. Затем радий нагревали спиртовой лампой, чтобы удалить эманацию. Выделяющийся водяной пар поглощали в трубке P, а эманация конденсировалась в трубке T, и вся выделяющаяся эманация конденсировалась в трубке T путем медленного вращения насоса. Затем трубку T и радиевую трубку герметизировали, и как можно скорее после этого в воздушном калориметре проверили тепловое воздействие каждой из них. Полученные результаты показаны на рис. 3.12 (Fig. 4). Тепловое воздействие радия при первом тестировании значительно снизилось и продолжало снижаться в течение примерно трех часов, когда достигло минимума, соответствующего примерно 30 процентам от первоначального значения. В то же время эманационная трубка при первом тестировании показала значительное тепловое воздействие.

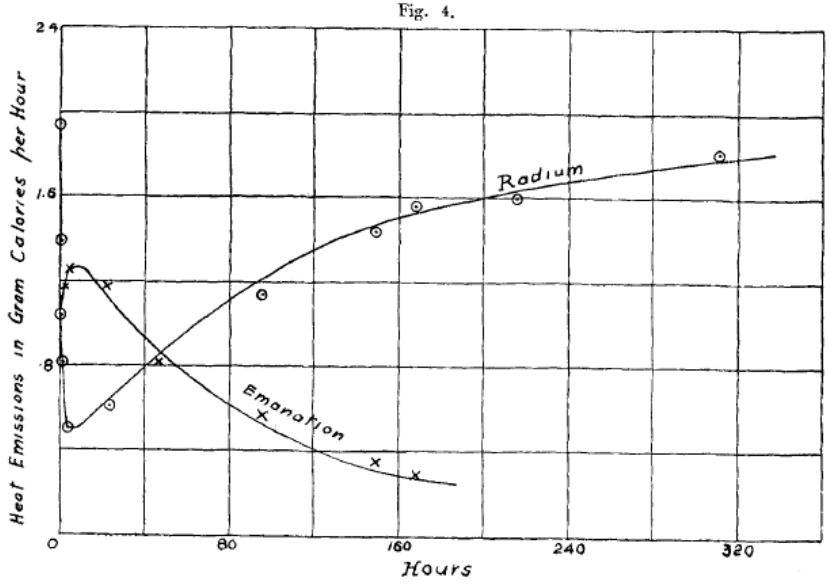


Рис. 3.12: Выделение тепла радием и его эманацией. Резерфорд-Барнс 1904 г. [184]

В пределах экспериментальной погрешности суммарное тепловое воздействие радия вместе с воздействием эманизационной трубки на протяжении всего эксперимента всегда равнялось воздействию исходного радия. Измерения радиоактивности показали, что около 6% эманизационного излучения в вышеописанном эксперименте не выделялось из радия при нагреве. Из этих

результатов можно сделать вывод, что около 75% теплового воздействия, наблюдаемого от радия, обусловлено не непосредственно радием, а эманизационным излучением и излучением X, которое он производит сам от себя. Существует тесная связь между изменением радиоактивности радия и скоростью его тепловыделения. После отделения эманизационного излучения активность радия падает до минимума около 25% в течение нескольких часов, а затем постепенно снова увеличивается. В то же время активность, обусловленная эманацией (наблюдаемой в закрытом сосуде), увеличивается со временем за счет возбужденной активности, производимой эманацией на стенках сосуда.

Кривые восстановления теплового эффекта радия и постепенного уменьшения теплового эффекта эманации почти точно совпадают с соответствующими кривыми восстановления активности радия и потери активности со временем отделенной эманации. Скорость тепловыделения эманации, как и ее активность, падает примерно вдвое примерно за четыре дня. Половина потерянного теплового эффекта, а также половина потерянной активности радия спонтанно восстанавливаются за тот же промежуток времени.

Таким образом, кривая уменьшения теплового эффекта эманационной трубки выражается уравнением

$$\frac{Q_t}{Q_0} = e^{-\lambda t}, \tag{3.6}$$

где Q_t — скорость эмиссии в момент t, Q_0 — максимум скорости.

Эти результаты, насколько они позволяют судить, согласуются с мнением, что нагревающий эффект радия в любой момент времени пропорционален его активности, измеряемой альфа-лучами; или, другими словами, что тепловое излучение радия является сопутствующим явлением, сопровождающим выброс альфа-частиц. Тепловое излучение не пропорционально альфа- или бета-лучам; поскольку в эксперименте количество бета- и гамма-лучей, оставшихся в радии после частичного излучения, составляло всего 6 процентов от общего количества, в то время как нагревающий эффект составлял около 30 процентов от общего количества.»

⋮

Обсуждение результатов

Обсуждаются методические вопросы, часть из которых затронута в публикации П. Кюри и Данне 1903 г. « Sur la disparition de la radioactivité induite par le radium sur les corps solides » («Об исчезновении радиоактивности, вызванной радием, в твердых телах») [182]. В этой статье выведена формула активности радия в присутствии его эманации.

$$\frac{I_t}{I_0} = ae^{-\lambda_1 t} - (a-1)e^{-\lambda_2 t}, \tag{3.7}$$

где I_t — активность в любой момент времени t, а I_0 — активность сразу после удаления; $\lambda_1 = 1/2420$, $\lambda_1 = 1/1860$, где секунда принимается за единицу времени; техническая постоянная $a = 4.20$.

« ...Анализ кривых затухания возбужденной активности, полученных при различных интервалах облучения в присутствии эманации X радия, показывает, что при эманации X радия происходят три четко выраженных изменения. При первом изменении половина вещества трансформируется за 3 минуты; при втором – за 34 минуты; и при третьем – за 28 минут.

Первое изменение сопровождается только α-лучами, второе изменение не сопровождается α-лучами вообще, а третье изменение — $\alpha-, \beta-, \gamma$ -лучами.

Хотя кривые уменьшения скорости тепловыделения и активности радия имеют очень схожую форму, из результата невозможно напрямую определить, какая часть сравнительно резкого падения наблюдаемого теплового эффекта обусловлена эманацией, а какая —- первым изменением эманации X, вследствие быстрого первого изменения последней.

Активность первого изменения эманации X (половина значения за 3 минуты) уменьшится примерно до 10 процентов от своего первоначального значения за 10 минут. Первое достоверное наблюдение теплового эффекта радия в эманационной трубке можно было сделать лишь примерно через 10 минут после удаления эманации. Необходимо выдержать интервал не менее 5 минут, чтобы стеклянная оболочка нагрелась до температуры, соответствующей источнику тепла внутри неё.

Таким образом, скорость тепловыделения радия в состоянии радиоактивного равновесия определяется следующим образом:

Active products	Nature of rays	Percentage proportion of activity measured by α rays	Percentage proportion of total heating effect
Radium (freed from active products)	α rays	25	75
↓			
Emanation	α rays	18	
↓		33	41
Emanation X (first change)	α rays	15	
↓			
Second change	No α rays	0	
↓		42	34
Second change	α, β, γ rays	42	

Таблица 3.12: Тепловыделение на разных стадиях превращения радия. Резерфорд-Барнс 1904 г. [184]

Хотя экспериментальные результаты еще не являются полными, достаточными для того, чтобы окончательно установить, пропорционален ли тепловой эффект каждого из продуктов его активности, измеренной по альфа-излучению, результаты, насколько они получены, указывают на то, что это приблизительно так. Тепловой эффект безусловно, напрямую связан с радиоактивностью радия, и изменение теплового эффекта каждого из радиоактивных продуктов во времени совпадает с изменением активности во времени. Этот результат показывает, что тепловое излучение радия является сопутствующим явлением последовательных изменений, происходящих в радии.

Остается еще показать, какая часть теплового излучения радия обусловлена кинетической энергией альфа-частиц, и какая часть — атмосферными системами, из которых они выбрасываются. В массе радия почти все испускаемые им альфа-лучи поглощаются самим радием. Радий подвергается интенсивной бомбардировке альфа-частицами, испускаемыми из его собственной массы. Нет сомнения, что часть нагревающего эффекта радия обусловлена этой самобомбардировкой, но, вероятно, часть также обусловлена энергией, излучаемой вследствие перегруппировки компонентов атомов, из которых испускаются альфа-частицы. Не следует ожидать, что распределение энергии между двумя системами будет одинаковым для каждого активного продукта, и, следовательно, что нагревающий эффект каждого продукта будет точно пропорционален его активности, измеренной альфа-лучами.»

⋮

Количество тепла от эманации

В заключение статьи авторы отмечают:
« Поскольку тепловое воздействие эманации уменьшается вдвое примерно за 3,3 дня, $\lambda = 0.0077$, если за единицу времени взять час. Таким образом, общее количество тепла, выделяемого при эманации 1 грамма радия, составляет около 10 000 грамм-калорий. Теперь было показано (Резерфорд, Nature, 20 августа 1903 г., стр. 366), что объем эманации, выделяемой 1 граммом радия, вероятно, находится в диапазоне от 6×10^{-4} до 6×10^{-5} см3 при стандартном давлении и температуре. Таким образом, количество тепла, выделяемого в час из 1 см3 эманации, будет находиться в диапазоне от 1.25×10^5 до 1.25×10^6 грамм-калорий. Это количество тепла из 1 см^3. Вероятно, этого количества излучения будет достаточно, чтобы нагреть докрасна, если не расплавить стеклянную трубку, содержащую его.

Излучение ведет себя так, как если бы это был газ с большой молекулярной массой. Предполагая для целей расчета, что молекула излучения в 100 раз тяжелее молекулы водорода, можно легко заключить, что 1 грамм излучения радия в процессе своих изменений будет излучать количество энергии, составляющее от 2×10^9 до 2×10^{10} грамм-калорий. Один фунт излучения

первоначально будет излучать энергию со скоростью от 10^4 до 10^5 лошадиных сил, а по мере продолжения нагрева будет излучать количество энергии от 6×10^4 до 6×10^5 лошадиных сил в сутки.

Совершенно независимо от каких-либо предположений, результат того же порядка величины можно вывести из наблюдаемого эффекта нагрева от эманации, а также из того факта, что эманация до сих пор не была обнаружена ни по её объёму, ни по её весу.

Таким образом, нет никаких сомнений в том, что вещество в особых условиях способно излучать количество энергии, превосходящее количество, выделяемое в наиболее интенсивных химических реакциях. Согласно гипотезе распада (Резерфорд и Содди, [?]), эта энергия происходит от энергии, скрытой в атомах радия, и высвобождается на последовательных стадиях их распада [184]. »

Выводы

В цитируемой статье авторы не только количественно подтвердили данные П. Кюри и Лаборде [179], [180], но и создали методику исследования излучения исходного вещества и его продуктов. Было показано, что радиоактивные превращения, начиная с радия не ограничиваются эманацией, но продолжаются. При этом на разных стадиях превращений излучаются разные виды излучений. Тем самым было положено начало продолжению ряда урана-радия.

Огромная величина теплового эффекта подтвердило теорию радиоактивных превращений (§3.2) как процессов, протекающих на ином уровне, чем химические явления.

3.3.5 Гипотеза, что альфа-частица — ион гелия

Обсуждая последствия теории распада, в 1902 г. [187] Резерфорд и Содди обратили внимание на тот факт, что любые стабильные вещества, образующиеся в процессе превращения радиоактивных элементов, должны присутствовать в значительном количестве в радиоактивных минералах, где процессы превращения происходили на протяжении веков.

В следующем году они ещё более ясно писали: « Поэтому следует ожидать, что если какие-либо из неизвестных конечных продуктов превращения радиоактивного элемента находятся в газообразном состоянии, то они будут обнаружены, возможно, в значительных количествах, в природных минералах, содержащих этот элемент. Это подтверждает уже выдвинутое предположение о том, что гелий, возможно, является конечным продуктом распада одного из радиоактивных элементов, поскольку он встречается только в радиоактивных минералах. [188] »

« Уильям Рамзай и Содди в 1903-1904 гг. смогли убедительно показать, что гелий присутствует в радии, которому несколько месяцев, и что эманация приводит к образованию гелия [189] и [190]. »

В краткой публикации [189] сообщается о сборе газа, выделившегося при изучении сначала бромида радия, а затем — эманации радия. Сбор газа производился в U-образной трубке, охлаждённой жидким воздухом.

В первом эксперименте были обнаружены спектральные линии гелия 6677, 5876, 5016, 4932, 4713 и 4472 А. Во втором случае линии спектра не были идентифицированы.

Публикация [190] представляет подробности экспериментов. Авторы пишут о последовательности исследований, которая привела в конечном счете установлению факта накопления гелия в объёме продуктов превращения радия.

Исследователям пришлось использовать различные схемы измерения, и результат был получен после двух неудачных попыток. Одна из схем измерений представлена на рис. 3.13. Здесь

« А — капиллярная трубка с платиновым электродом из очень тонкой проволоки в верхней части; смесь водорода и кислорода, содержащая эманацию, вводилась в эксплозивную *бюретку* (лабораторный сосу для точного измерения объёма) F через *обратный сифон* E; в верхней части бюретки было расплавлено некоторое количество влажнокаустического калия для устранения из атмосферы углекислого газа, который мог образоваться из пламени.

... Верхняя часть установки была откачана. Насос был отсечён, и производился напуск водорода и эманации. В трубку C наливался жидкий воздух, и охлаждал колбу B, где эманация конденсировалась. ... При затемнении комнаты колба B ярко светилась ... В конечном счете эманация собиралась в капилляре A. ... Ежедневно производились отсчеты накопленного объёма. ...

1 г радия производил 3×10^{-6} куб. мм. эманации в секунду. [190] »

Далее в статье производятся вычисления выделяемой в распаде энергии, основанные на публикации [184].

Выводы работы в целом:

1. При распаде радия излучается одна α-частица
2. Основная часть энергии распада выделяется в форме кинетической энергии α-частицы
3. эманация радия является *моноатомным газом.*

Резерфорд продолжил исследования: « В 1905 году я измерил заряд, переносимый альфа-частицами тонкой пленки радия. Предполагая, что каждая альфа-частица несет ионный заряд, измеренный Дж. Дж. Томсоном, я показал, что в секунду на грамм самого радия выбрасывается $6,2 \times 10^{10}$

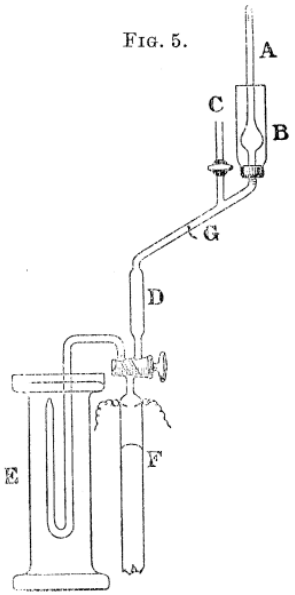


Рис. 3.13: Одна из схем измерений объёма гелия из распада радия. Рамзай-Содди 1904. [190]

альфа-частиц, а когда радий находится в равновесии со своими тремя альфа-продуктами, это число увеличивается в четыре раза. Скорость образования гелия, рассчитанная на основе этих данных, составила 240 кубических миллиметров на грамм в год. [191] »

3.3.6 Поглощение альфа-частиц веществом

Важнейший вопрос при проведении исследований с α-частицами относится к тому, как они взаимодействуют с веществом. Теории на начало XX в. не могло быть, равно как и экспериментальных методов и приборов. Поэтому исследователи шли по неизвестной области и очень многое делалось впервые.

В 1904 г. Уилльям Брэгг опубликовал начало исследований эффектов поглощения радия «On the absorption of α rays, and on the classification of the α rays from radium » [192].

В 1904 и 1905 гг. Брэгг и Ричард Климан опубликовали результаты исследований о характере поглощения альфа-частиц веществом.

В статье [193] «On the ionization curves of radium,» 1904 г. впервые были получены формы *кривой Брэгга* и *пика Брэгга*. В следующей работе [194] «On the alpha particles of Radium, and their loss of range in passing through various atoms and molecules» 1905 г. были представлены подробные результаты и описан *закон Брэгга-Клемана*.

« В предыдущих статьях, опубликованных в этом журнале [193], мы показали, что частица всегда движется по прямолинейной траектории, расходуя свою энергию при прохождении через атомы вещества, пока ее скорость не станет настолько мала, что она не сможет ионизировать, и, следовательно, не будет никаких дальнейших доказательств ее движения. Таким образом, каждая частица обладает определенным пробегом в данной среде, длина которого зависит от начальной скорости частицы и природы среды. Более того, частицы радиации, находящиеся в радиоактивном равновесии, можно разделить на четыре группы, каждая из которых образуется в результате одного из первых четырех радиоактивных изменений, при которых испускаются частицы. Все частицы любой группы имеют одинаковый пробег и одинаковую начальную скорость. » [194]

Усовершенствования в аппаратуре, используемой для измерения дальности и относительной интенсивности четырех групп лучей.

«Одним из важных элементов конструкции является ионная ловушка, расположенная под сеткой ионизационной камеры. Пространство под сеткой B, образующее нижнюю пластину ионизационной камеры AB, конечно же, заполнено ионами, образующимися под действием лучей, проходящих через неё. Когда сетка C отсутствует, то, несмотря на то, что B находится под высоким потенциалом, некоторые из этих ионов всё же проходят через неё и присоединяются к ионам в камере AB, тем самым искажая результаты измерений. Впервые мы заметили этот эффект в сколько-нибудь значительной степени, когда начали использовать платиновую чашку, на которой было выпарено несколько капель воды, содержащих частичку очень чистого бромида радия.»

На рис. 3.14 представлена схема измерений тока из распада радия.

$Q.E.$ — квадрантный электрометр. A — измерительный электрод. B, C — сетки.

«Ионы не могли преодолеть мощное поле, существовавшее между двумя сетками. Вторая сетка отсекала часть альфа-лучей, которые в противном случае попали бы в камеру, но их все еще было достаточно. Благодаря этой новой конструкции описанная выше нерегулярность полностью исчезла. »

Система измерений с двумя сетками, представленая на рис. 3.14, по-видиммому, представляет первый *многосеточный измерительный зонд*.

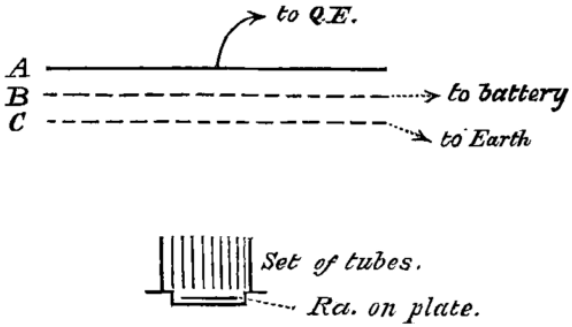


Рис. 3.14: Схема измерений тока из распада радия. Брэгг-Климан 1905 г. [194]

Пробеги для различных типов излучений

Ионизационная камера состоит из верхней горизонтальной пластины из алюминия и нижней пластины из латунной сетки; расстояние между пластинами в большинстве экспериментов, описанных в данной статье, было установлено на уровне двух миллиметров. По оси ординат отложены расстояния от радиевой пластины до сетки, а по оси абсцисс — значения чувствительности квадрантного электрометра. Абсолютное значение этих значений не было точно измерено, поскольку не было необходимости знать больше, чем их относительные значения; однако было подсчитано, что наибольшая измеренная утечка составляла около 10^{-11} ампер.

На рис. 3.15 представлены графики ионизации радия в различных ситуациях:
A — кривая ионизации Ra сразу после приготовления. Форма кривой показывает, что все радиоактивные продукты, за исключением самого радия, были полностью удалены.
B, C, D, E — кривые ионизации через указанные на рисунке интервалы времени.

По полученным данным авторы построили зависимость потерь энергии альфа-частиц в зависимости от скорости. Из обработки данных следовало, что «частица расходует свою энергию со скоростью, приблизительно обратно пропорциональной квадратному корню из ее скорости.»

В современной нотации результат выглядит как

$$\frac{dE}{dx} = k\frac{1}{\sqrt{v}}, \tag{3.8}$$

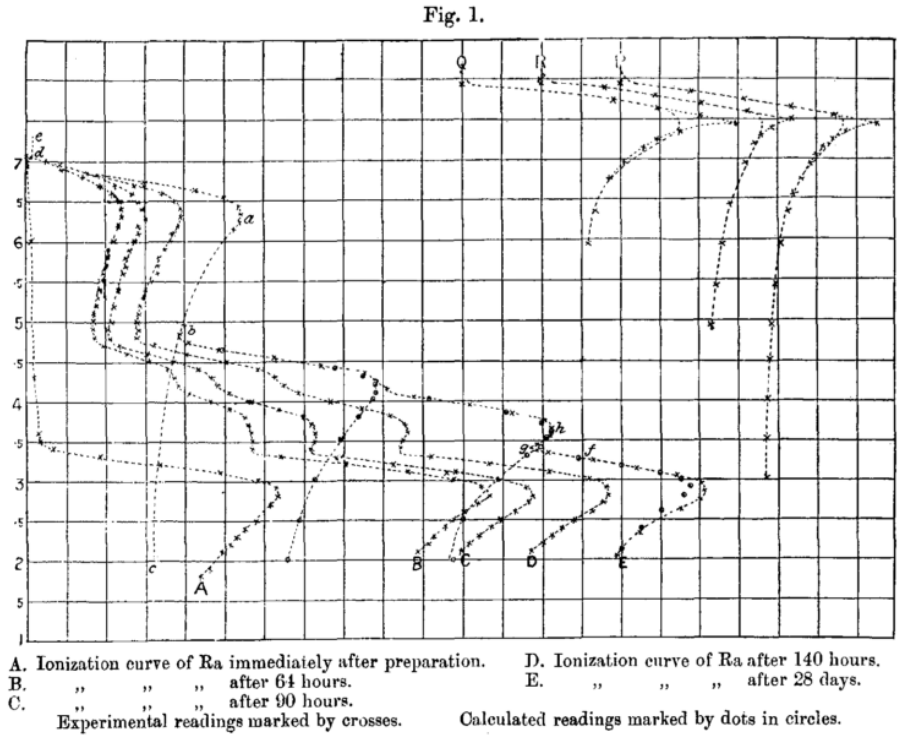


Рис. 3.15: Графики ионизации. Брэгг-Климан 1905 г. [194]

v — скорость альфа-частицы. Такая форма записи используется для характеризации детекторов заряженных части и называется *формула для удельной ионизационной потери энергии при прохождении заряженных частиц через вещество.*

Определение потери дальности альфа-частиц в результате их прохождения через различные вещества

На рис. 3.16 представлены графики ионизации радия при прохождении через разные вещества.

Результаты этих экспериментов представлены в следующей таблице. В первом столбце графиков показано произведение толщины металлической

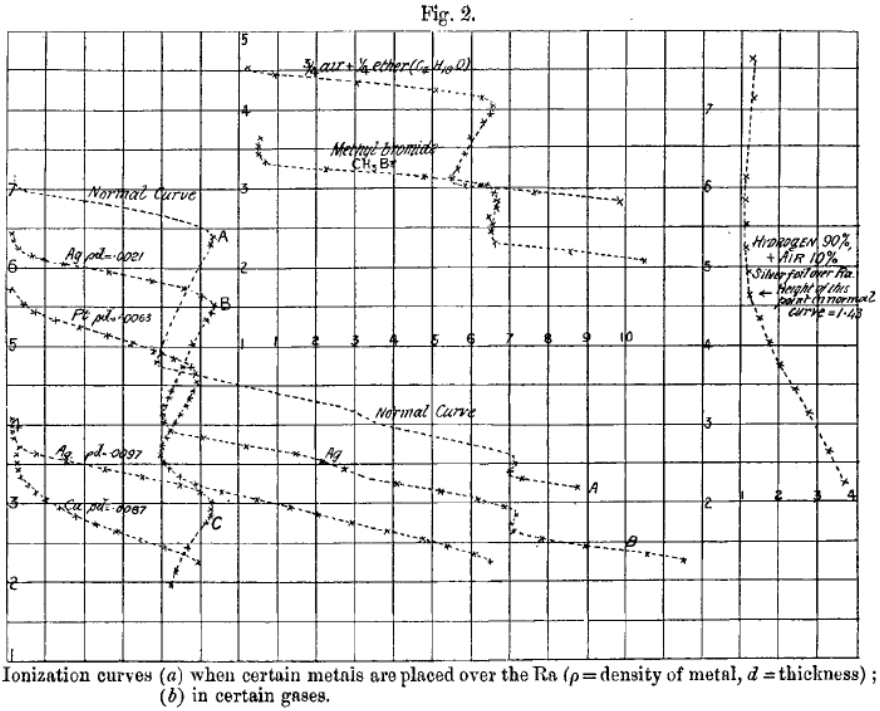


Рис. 3.16: Графики ионизации при прохождении через разные вещества. Брэгг-Климан 1905 г. [194]

пленки и ее плотности, во втором — соответствующее падение кривой, умноженное на плотность воздуха, а в третьем — отношение этих двух произведений.

Примечательно, что числа в третьем столбце почти пропорциональны квадратному корню из атомных масс металлов. Чтобы это было более наглядно продемонстрировано, квадратные корни показаны в четвертом столбце, а в пятом — соотношения чисел из двух предыдущих столбцов. (современное название — *закон Брэгга-Клемана*).

Эти результаты графически представлены на рис. 3.17 Fig. 3, где ординаты и абсциссы представляют числа в первом и втором столбцах соответственно. Любопытно, что металлы и газы, кажется, лежат на довольно разных линиях. Возможно, это связано с различием между твердым и газообразным

	I.	II.	III.	IV.	Ratio IV./III.
Gold	.0121	.00396	3.05	14.2	4.65
Platinum	.00633	.00192	3.29	14.0	4.25
Tin	.0051	.00212	2.41	10.85	4.50
Silver	.00967	.00402	2.41	10.4	4.30
Copper	.00873	.00492	1.78	7.96	4.45
Aluminium	.00258	.00209	1.23	5.15	4.20

Таблица 3.13: Данные по тормозной способности разных веществ. Брэгг-Климан 1905 г. [194]

	Stopping power of atom or molecule	Ratio of square roots	Ratio of atomic or molecular weights
Hydrogen	.246	.265	.069
Air	1	1	1
Aluminium	1.53	1.38	1.88
Copper	2.42	2.1	4.53
Silver	3.11	2.75	7.5
Tin	3.42	2.68	8.2
Platinum	4.12	3.7	13.5
Gold	4.45	3.7	13.7
Methyl bronlide	2.09	2.09	3.28
Ethyl chloride	2.30	2.36	2.23
Methyl iodide	2.49	2.35	4.9
Ether	3.30	3.68	2.56
Carbon tetraehlor	3.8	3.61	5.41

Таблица 3.14: "Тормозная способность"различных атомов и молекул по сравнению с таковой у воздуха. Брэгг-Климан 1905 г. [194]

состоянием; возможно, опять же с тем фактом, что исследуемые газы имеют такие сложные молекулы. Дальнейшие исследования могут прояснить этот момент. В ходе экспериментов возникло несколько других моментов, которые заслуживают дальнейшего изучения. Например, металлические пленки не вызывали совершенно одинакового падения на протяжении всей кривой; более медленные альфа-частицы были несколько менее затронуты, чем более быстрые.

Обсуждение результатов

« Поскольку энергия, необходимая для образования пары ионов, вероятно, одинакова независимо от того, из какого атома или молекулы они образованы, и независимо от того, является ли она единичным элементом или

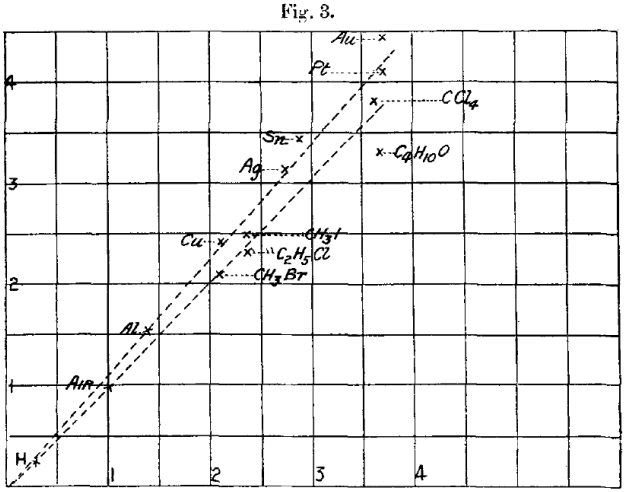


Рис. 3.17: Тормозная способность различных веществ во отношению к воздуху. Брэгг-Климан 1905 г. [194]

частью сложной молекулы, мы пришли к убеждению, что ионизация состоит в разрыве связей, которые всегда одинаковы как по характеру, так и по силе. Электрон отрывается от своего соединения с чем-то другим, что всегда одинаково и должно составлять некий компонент всех атомов. Эта гипотеза также делает разумным предположение, что акт ионизации может быть совершен внутри сложной молекулы, и при этом газу не будет придана проводимость. Ибо тогда акт будет состоять в разрыве электрона от его связи с этим общим компонентом и не обязательно будет подразумевать отделение от системы молекулы. Идея общего компонента, конечно же, старая. Это, безусловно, подтверждается открытием того, что радий и продукты его распада испускают частицы, которые совершенно идентичны. [194] »

Исследования были продолжены Резерфордом — «Some Properties of the Alpha Rays from Radium» 1905 г. [198]. Он исследовал величину e/m альфа-частиц для различных излучений и существенно опирался на результаты Брэгга и Климана по поглощению альфа-частиц.

«... Давно известно, что альфа-лучи, испускаемые радием и продуктами его распада, различаются по своей способности проникать в вещество. Недавно были опубликованы две ценные статьи Брэгга и Клемана, которые значительно расширили наши знания о механизме поглощения альфа-лучей веществом. Будет дан краткий обзор их экспериментальных результатов, поскольку они важны в связи с работой, описанной в данной статье. Используя

очень тонкую пленку бромида радия, в которой поглощение альфа-лучей было пренебрежимо малым, и используя узкие конусы лучей, они показали, что лучи от радия состоят из четырех различных наборов, каждый из которых проходит через различное, но определенное расстояние в воздухе, прежде чем лучи перестают ионизировать газ. Ионизация, производимая каждой альфа-частицей на 1 см пути газа, была приблизительно одинаковой на всем протяжении и была обнаружена довольно резкой. Было установлено, что каждый из этих наборов лучей с определенной дальностью действия в воздухе соответствует лучам от одного из четырех продуктов распада, присутствующих в радии в состоянии радиоактивного равновесия. »

3.3.7 Регистрация альфа-частиц электрическим методом

Для количественных измерений, например, измерения заряда альфа-частиц, были востребованы новые методы измерений. Одна из методик, основанная на регистрации усиленного сигнала от заряженной частицы в газе, стала основой для целого класса приборов, которые используются и сейчас — *счетчики Гейгера.*

Резерфорд писал в книге «Radioactive Substances and Their Radiations» 1913 г. [36]:
«Я предположил, что, по всей вероятности, альфа-частица представляла собой атом гелия, несущий два единичных заряда. Согласно этой точке зрения, любое радиоактивное вещество, испускающее альфа-частицы, должно порождать гелий. Это сразу же объясняло тот факт, что, как и актиний, а также радий, производили гелий. Было отмечено, что наличие двойного заряда атома гелия не совсем невероятно по причинам, которые будут приведены позже (стр. 138). ... Для этой цели Резерфорд и Гейгер разработали электрический метод для прямого подсчета альфа-частиц, выбрасываемых радиоактивным веществом [208], [221] 1908 г.»

«Давно складывалась необходимость в методе прямого подсчета альфа-частиц без каких-либо предположений о заряде каждой из них, чтобы определить величину различных радиоактивных величин с минимальным количеством допущений. Если бы количество альфа-частиц, испускаемых определенным количеством радиоактивного вещества, можно было определить прямым методом, то заряд каждой частицы можно было бы сразу узнать, измерив суммарный положительный заряд альфа-частиц. Таким образом, можно будет пролить свет на вопрос, несет ли альфа-частица заряд e или $2e$, и тем самым решить наиболее насущную проблему в радиоактивности, а именно, находится ли альфа-частица в атоме гелия. [208] »

Авторы отмечают, что Таунсендом и Киркби [199]-[204] было установлено, что при давлении в несколько мм ртутного столба, при достаточно боль-

шом значении напряженности электрического поля в результате первичной ионизации молекул газа, возникает сигнал большой величины, иначе — *электрический пробой*. В такой ситуации исходный сигнал может быть увеличен в сотни и тысячи раз.

Аппаратура экспериментов

В экспериментах по детектированию альфа-частиц, они могли проходить через газ под низким давлением, в электрическом поле, напряжённость которого была немного ниже пробойного напряжения. В таких условиях некоторая небольшая *первичная ионизация*, производимая одной альфа-частицей, может быть усилена в несколько тысяч раз. Ток такой величины вполне измерим обычным электрометром.

На рис. 3.18 показана аппаратура для проведения экспериментов.

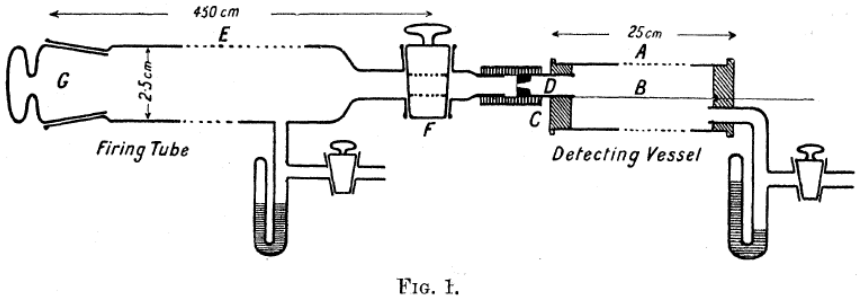


FIG. 1.

Рис. 3.18: Аппаратура экспериментов. Резерфорд-Гейгер 1908 г. [208]

Объём детектирующей части A имел длину от 15 до 25 см и внутрений диаметр 1.7 см. В центре этого объёма находился проводник B, изолированный эбонитовыми пробками на концах. Диаметр проводника B составлял 0.45 мм. Цилиндр был откачан до давления от 2 до 5 см ртути. Центральный провод был соединён с одной из пар квадрантного *электрометра Долежалека* и подсоединена к отрицательному полюсу батареи. В эбонитовой пробке C была зафиксирована короткая стеклянная трубка D, длиной 5 мм и с отверстием на конце диаметром 1.5 мм. Это отверстие было закрыто тонким листом слюды. Толщина слюды была подобрана так, что она была эквивалентна по поглощающей способности воздушному промежутку при атмосферном давлении около 5 мм.

За трубкой D был расположен большой объём стеклянной трубки E длиной 450 см и диаметром 2.5 см. Запорный кран F с проходным отверстием 1 см

в диаметре разделял разрядный и детектирующий объёмы. Другой конец трубы E был закрыт заземленной ловушкой G.

« Процедура эксперимента состояла в следующем. Напряжение, приложенное в рабочем объеме было подобрано так, что ионизация от внешнего источника γ-лучей была усилена в результате столкновений в несколько тысяч раз. После этого источник γ-лучей удалялся.

В случае отсутствия источников радиоактивности, всегда наблюдался некоторый ток через газ. Чтобы избавиться от постоянного движения стрелки электрометра, был организован постоянный отвод тока через *радиоактивное сопротивление*, подключенное к электрометру. Оно состояло из двух параллельных пластин, верхняя из которых была подключена к электрометру, а нижняя заземлена. На нижней пластине был помещено радиоактивное вещество. При росте потенциала на игле электрометра достаточно быстро достигалось равновесие между током электрометра и утечкой через ионизованный газ. Эта методика была очень важна, поскольку избавляла от электростатических эффектов и медленного изменения ЭДС батареи. Любое резкое изменение потенциала электромтера, например от попадания альфа-частицы в рабочий объём, проявляло себя как *баллистический выброс*. Заряд быстро стекал за несколько секунд и игла возвращалась в прежнее положение.

Активное вещество располагалось в виде тонкой пленки площадью не более 1 кв. см., было расположено на цилиндре из мягкого железа, который можно было перемещать с помощью расположенного снаружи электромагнита. ...

При открывании крана, в объём проникало от 3 до 5 альфа-частиц в минуту. В таком режиме игла электрометра успевала установиться в исходное положение после отброса. »

Пример измерения числа альфа-частиц

Авторы приводят пример измерения числа альфа-частиц. Источник альфа-частиц был подготовлен из эманации радия (Радон-222), который трансформировался в Радий C (Висмут-214), а эманация удалялась. Активное вещество располагалось в форме тонкого слоя, так что альфа-частицы имели одну и ту же скорость. ... Наблюдения проводились в течение 10 минут и результаты приведены в следующей таблице 3.15. »

Из данных табл. 3.15 видно, что средняя величина отброса составляет 10 делений. Помимо двух измерений, помеченных звёздочкой, все отбросы отвечают одной альфа-частице. Два больших отброса обязаны суперпозиции действия двух последовательных альфа-частиц, для которых разница между временами прихода составляла несколько секунд, что было видно по характеру движения стрелки электрометра.

Полученные данные свидетельствуют о *вероятностном характере процесса излучения*. Это будет подробно разобрано далее в статье.

Minute	Number of throws	Magnitude of successive throws in scale divisions
1	4	11, 12, 10, 11
2	3	10, 11, 8
3	5	10, 9, 13, 8, 12
4	4	18*, 8, 12
⋮	⋮	⋮
9	3	8, 20*
10	4	8, 12, 14, 6
Average per minute = 3.5		Average throw = 10 divisions

Таблица 3.15: Данные из примера измерения числа альфа-частиц. Резерфорд-Гейгер 1908 г. [208]

Амплитуды отдельных отбросов также различны. Для этого имеется несколько причин. Одной из причин является различные траектории прохождения альфа-частиц относительно центрального провода и, в результате, разного умножения сигнала. Также на амплитуду влияло рассеяния от слюдяного экрана.

Регистрация альфа-частиц урана, тория, радия и актиния

Для измерения слабо излучающих радиоактивных веществ, таких как уран и торий, использовалась специальная аппаратура — см. Fig. 2 (рис. 3.19).

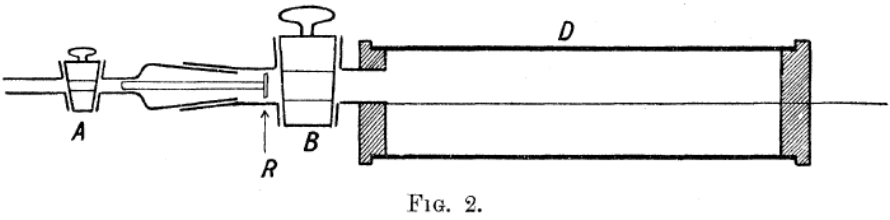


Fig. 2.

Рис. 3.19: Система регистрации частиц. Резерфорд-Гейгер 1908 г. [208]

Активное вещество на плате R находилось в 5 см от отверстия. При открытии крана наблюдались редкие срабатывания электрометра, количество соответствовало расчётному.

Интересный эксперимент состоял в следующем. Гидроксид тория был завёрнут в бумагу, что обрезало альфа-излучения, но не препятствовало выхо-

ду эманации в измерительный объём. После открытия крана, через несколько минут получался объёмный источник излучения. При этом электрометр показывал осцилляции относительно средней позиции. Это соотвествовало вероятностному распределению времени прихода альфа-частиц от эманации, в том числе совпадению нескольких сигналов во времени.

Экспериментальные трудности

Проводились эксперименты с камерой длиной 1 метр и диаметром цилиндра 3.5 см. В этой конфигурации измерительной камеры удавалось получить большие амплитуды отбросов, но не удалось достичь устойчивой работы.

Давление воздуха 3 см; Radium C. Расстояние до апертуры 350 см.

Minute	Number of α-particles	Magnitude of successive throws
1	4	6, 7, 10, 16
2	2	21, 15
3	1	36
4	4	6, 25, 17, 11
5	4	4, 28, 13, 13
6	5	9, 16, 7, 6, 24

Таблица 3.16: Данные из примера измерения числа альфа-частиц с большой вариацией амплитуды. Резерфорд-Гейгер 1908 г. [208]

Было найдено, что причина эффекта состоит в рассеянии альфа-частиц слюдой и в газе детектирующего объёма.

Число альфа-частиц, излучаемых радием

Авторы [208] произвели серию экспериментов с целью определить как можно точнее электрическим методом число альфа-частиц, излучаемых радием в секунду.

Схема установки была сходна с изображённой на рис. 3.18. Источник альфа-частиц был расположен на достаточно большом расстоянии от измерительного объёма и среднее число частиц, прошедших диафрагму, подсчитывалось по числу n отбросов стрелки электрометра:

$$n = \frac{QA}{4\pi r^2}, \tag{3.9}$$

где Q — среднее число частиц, испускаемых источником, A — площадь диафрагмы, r — расстояние от источника до диафрагмы.

Подготовка источника излучения производилась на установке, изображённой на рис. 3.20.

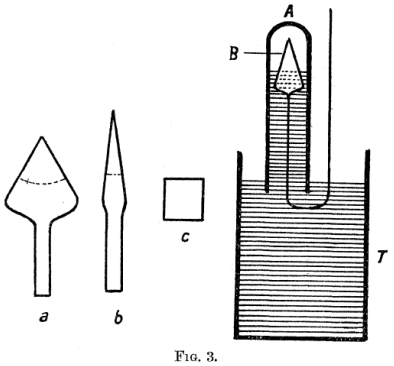


Fig. 3.

Рис. 3.20: Подготовка источника излучения. Резерфорд-Гейгер 1908 г. [208]

На рис. 3.20 горизонтально заштрихованный объём заполнен ртутью. Мишень B помещается в объёме A, заполненной эманацией ралия и выдерживается там определённое время. В результате получается на мишени накапливается очень тонкий слой радиоактивного вещества — Radium C (Bi-214). На рисунке граница активного участка показана на мишени штриховой линией.

В эксперименте поочередно измерялись γ-активность и среднее число отбросов электрометра от α-частиц для каждого расстояния r от источника до диафрагмы. γ-активность измерялась по *радиевому стандарту* — см. §2.5.4.

Distance of active body from aperture, cm	Mean γ-ray activity of source, mgr. Ra	Number of throws observed in 10 mins.	Number of α-particles expelled per gramme
350	0.309	45	3.06×10^{10}
350	0.154	25	3.33×10^{10}
350	0.11	16	2.96×10^{10}
150	0.055	49	3.43×10^{10}
150	0.031	25	3.11×10^{10}

Total number of throws = 160. Average = 3.18×10^{10}

Таблица 3.17: Пример данных по измерению активности радия. Резерфорд-Гейгер 1908 г. [208]

Из (3.9) имеем общее число Q α-частиц, испускаемых в секунду из источника

$$Q = \frac{4\pi r^2}{A} n. \tag{3.10}$$

В пересчете на 1 г радия получаем

$$Q_0 = \frac{Q}{\rho} = \frac{4\pi r^2}{A}\frac{n}{\rho}, \tag{3.11}$$

где ρ — активность γ-источника, отнесённых к 1 г радия.

Поскольку n и ρ определяются экспериментально, а r и A известны, вычисляем Q_0 (3.11). Для понимания масштаба укажем, что величина $\frac{4\pi r^2}{A}$ для первых трёх измерений в табл. 3.17 равна 1.25×10^8. То есть, через апертуру пролетает только одна α-частица из 125 млн., испускаемых источником.

В статье приводятся результаты для разных газов и диаметров апертур и обсуждаются возможные неточности. В конечном счёте, средняя величина числа α-частиц, испускаемых 1 г радия, равна 3.4×10^{10}.

Счет сцинтилляций

Уильям Крукс [209], а также Элстер и Гейтель [210], [211] показали, что альфа-частицы, падающие на экран из фосфоресцирующего *сульфида цинка, ZnS*, вызывают множество *сцинтилляций*.

Наиболее продвинутая методика была развита Эриком Регенером [217], [218]. Он первым разработал точный количественный метод визуального подсчета альфа-частиц. Используя люминесцентный экран из сульфида цинка и микроскоп со специально подобранным увеличением и апертурой, он доказал, что каждая отдельная альфа-частица при ударе об экран вызывает ровно одну вспышку света (сцинтилляцию). Авторы статьи [208] следовали его рекомендациям.

I. Calculated number of α-particles per minute	II. Observed number scintillations per minute	III. Ratio of observed to calculated number
39	31	0.80
38	49	1.29
34	29	0.85
32	31	0.97
28	27	0.96
27	28	1.04
25	21	0.84
23	25	1.09
21	21	1.00
Total number = 294		Average = .0.99

Таблица 3.18: Данные измерения числа альфа-частиц сцинтилляционным методом. Резерфорд-Гейгер 1908 г. [208]

Данные, приведённые в табл. 3.18 получены при диаметре апертуры 1.23 мм и расстоянии от апертура-источник излучения 200 см.

Таким образом, продемонстрирована близость оценок электрического и сцинтилляционного методов счета альфа-частиц.

Вероятностные ошибки

Ряд авторов, в частности, Гейгер [219] изучали вероятностные отклонения от среднего счёта при измерениях излучений от радиоактивных источников. Для анализа в [219] привлекается биноминальное распределение и как меру ошибки использовали величину $\sqrt{Z}$, где Z — средняя скорость счета.

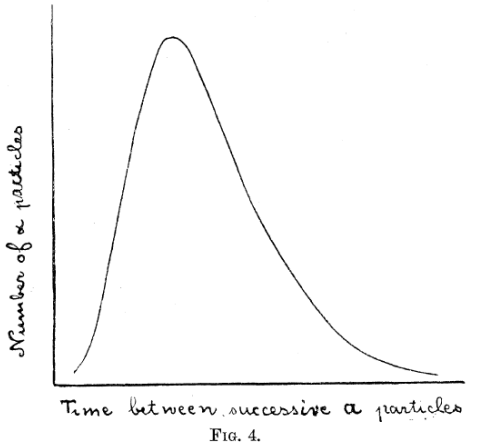


Fig. 4.

Рис. 3.21: Кривая вероятности регистрации. Резерфорд-Гейгер 1908 г. [208]

На рис. 3.21 изображена экспериментальная зависимость числа зарегистрированных событий от времени наблюдения между событиями.

В статье [224] вопрос рассмотрен подробно с математической точки зрения. Было показано, что статистика отсчётов подчиняется дискретному распределению Пуассона.

3.3.8 Двукратный заряд альфа-частицы

Как отмечалось выше — см. §3.3.7 стр. 157, величина заряда альфа-частицы чрезвычайно важна для понимания структуры атома и процессаов атомных превращений.

Статья Резерфорда и Гейгера «Заряд и природа альфа-частицы» [221] продолжает исследования [208].

Поскольку в [208] было измерено число альфа-частиц, испускаемых в секунд 1 г радия, методом прямого счёта. Если одновременно измерить и полный заряд, переносимых альфа-частицами, то можно определить их заряд.

Экспериментальная установка

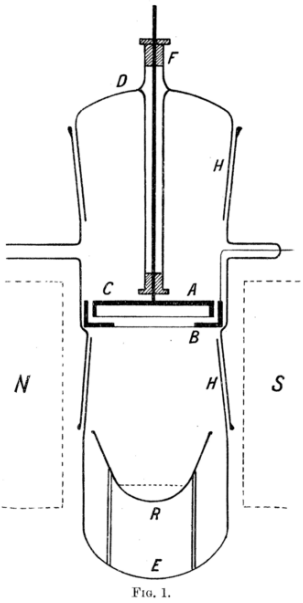


Рис. 3.22: Схема установки. Резерфорд-Гейгер 1908 г. [221]

На рис. 3.22 показана схема установки [221].

Цилиндрическая стеклянная труба HH диаметром 4 см, закрыта с концов стеклянными заглушками D, E. Источник радиации R размещён на нижней заглушке. Измерительная камера закреплена на верхней заглушке посредством эбонитовой трубы F. Измерительная камера состоит из двух параллельных пластин A и B, расстояние между которыми 2 мм. Круглая диафрагма C диаметром 1.92 см вырезана в пластине B и закрыта тонкой алюминивой фольгой. Верхняя камера AC также имеет апертуру 2.5 см закрытую снизу тонкой алюминивой фольгой, тормозная способность которой соответствует 5 мм воздуха. Пластина B подключена к батарее. Камера AC изолирована от B и связана с электрометром. Вся аппаратура находится внутри большого электромагнита NS.

Камера откачана до предельно возможного вакуума.

Большое значение было придано тому, чтобы максимально уменьшить влияние на измерение так называемых *δ-электронов*. Они рождаются при прохождении альфа-частиц через вещество и имеют малые скорости. Магнитное поле и алюминиевые фольги существенно снижают помехи от δ-электронов.

В качестве источника альфа-частиц использовался Radium C (Bi-214) от эманации радия. Непосредственно перед проведением измерений эманация была удалена с помощью насоса. Оценка количества Radium C производилась путем измерения количества испускаемых γ-лучей.

Метод вычисления

В сильном магниьном поле верхняя пластина приобретает положительный заряд, а нижняя — в зависимости от потенциала на ней. На нижней пластине проводилось измерение тока при потенциале +V, ток i_1, и при потенциале -V, ток i_2. Еще необходимо учитывать ток i_0 от ионизации газа в камере альфа-частицами. Имеем

$$i_1 = nE + i_0, \tag{3.12}$$
$$i_2 = nE - i_0. \tag{3.13}$$

где n — число альфа-частиц, E — заряд альфа-частицы.

$$nE = \frac{1}{2}(i_1 + i_2). \tag{3.14}$$

Число альфа-частиц является произведением

$$n = KQN, \tag{3.15}$$

где Q — количество Radium C, N — число альфа-частиц в секунду от Radium C от 1 г радия, а K — доля альфа-частиц, достигших верхней пластины.

Окончательно имеем

$$E = (i_1 + i_2)/2KQN. \tag{3.16}$$

Магнитное поле было подобрано так, что величина $i_1 + i_2$ была нечувствительна к величне магнитного поля. Также была подобрана и величина V. Величина K была определена в предположении о равновероятном испускании альфа-частиц во всех направлениях, что было тщательно проверено. Средняя величина составила

$$K = 0.0172. \tag{3.17}$$

Измерения счета дали значение N

$$N = 3.4 \times 10^{10}. \tag{3.18}$$

В таблице 3.19 приведен пример результатов измерений.

Experiment I.

I. No. of observation	II. Intensity of radiation	III. Capacity	IV. i_1	V. i_2	VI. $\frac{1}{2}(i_1 + i_2)$	VIII. E
	mg Ra	cms	div / sec	div /sec		$\times 10^{10}$
1	21.0	495	2.24	1.75	1.99	8.8
1	18.5	495	1.74	1.55	1.68	8.3
2	13.9	495	1.61	1.27	1.44	9.2
1	11.4	495	1.31	1.07	1.19	9.6
1	10.6	495	1.19	0.92	1.05	9.1
2	6.98	495	0.856	0.706	0.78	10.0
2	3.08	146	1.1	0.87	0.99	8.7
				Mean value		9.2

Таблица 3.19: Данные измерения заряда альфа-частиц. Резерфорд-Гейгер 1908 г. [221]

По совокупности измерений, авторы получили значение

$$E = 9.3 \times 10^{10}. \tag{3.19}$$

Сравнение заряда, переносимого альфа-частицей и атом водорода

На время проведения эксперимента [221], различными исследователями было измерено значение заряда, переносимого в газах.

Год	Первый автор	$e, \times 10^{-10}$
1904	J. Townsend [203]	3.0
1903	J.J. Thomson [205]	3.4
1903	H.A.Wilson [206]	3.1
1908	R.A.Millikan [207]	4.06

Таблица 3.20: Данные по измерению заряда в газе на 1908 г.

Из данных эксперимента [221] получалось, что значение (3.19) находится в интервале от $2e$ до $3e$, если брать данные табл. 3.20. При этом в косвенных экспериментах Майера и Регенера [216] получилось с хорошей точностью соотношение

$$E = 2e. \tag{3.20}$$

Дискуссия о точности измерения заряда альфа-частицы

Авторы [221] обсуждают точность экспериментов.

Оценки через кинетическую энергию. Первая оценка сделана через кинетическую энергию альфа-частицы в предположении, что эффект нагрева радия обязан именно этой энергии. Существует серьёзное свидетельство в пользу этого, поскольку известно, что нагрев радия от β- и γ не превышает несколько процентов от действия альфа-частиц.

$$K = \frac{1}{2}mu^2 = \frac{1}{2}\frac{mu^2}{E} \cdot E \tag{3.21}$$

Величина $\frac{mu^2}{E}$ точно измерена из электростатических измерений [230] Кинетическая энергия альфа-частиц 1 г радия в равновесии равна $4.15 \times 10^4 NE$ эрг. N — число распадов радия в сек.

А величина E определяется из данных по распаду радия — см. §3.3.4. Из нагрева радия известно, что выделяется 110 грамм-кал на 1 г в 1 час. Это эквивалентно 1.28×10^6 эрг в сек.

Приравниваем

$$4.15 \times 10^4 NE = 1.28 \times 10^6. \tag{3.22}$$

При $N = 3.4 \times 10^{10}$, имеем

$$E = 9.1 \times 10^{-10}. \tag{3.23}$$

Оценки через период полураспада радия. Болтвуд определил [164] период полураспада радия как 2000 лет. Пусть P — число атомов водорода в 1 г водорода. В таком случае число атомов радия в 1 г радия равно P/226. Если λ — постоянная трансформации радия, число атомов радия, распадающихся за 1 сек, равно $\lambda P/226$. В случае, если при распаде испускается одна альфа-частица, $\lambda P/226 = N$. При $N = 3.4 \times 10^{10}$, имеем

$$\lambda P/226 = 3.4 \times 10^{10}. \tag{3.24}$$

Из данных по электролизу воды известно, что

$$\begin{aligned} Pe &= 9.6 \times 10^4, \\ &= 2.88 \times 10^{14}. \end{aligned} \tag{3.25}$$

Если поделить (3.24) на (3.25), и приняв $\lambda = 1.09 \times 10^{-11}$, получим

$$e = 4.1 \times 10^{-10}. \tag{3.26}$$

В таком случае

$$2e = 8.2 \times 10^{-10}. \tag{3.27}$$

Этот результат сильно отличается от других оценок.

Данные различных авторов измерения заряда e

Вернёмся к табл. 3.20 и дополним её данными [221], в предположении (3.20) $E = 2e$.

В таком случае существует заметная разница с данными, полученными в [203], [205], [206] и [207]. Также есть расхождение с данными из периода полураспада радия [164].

Год	Автор(ы)	$e, \times 10^{-10}$
1901	M. Plank [222]	4.69
1904	J. Townsend [203]	3.0
1903	J.J. Thomson [205]	3.4
1903	H.A.Wilson [206]	3.1
1908	R.A.Millikan, L. Begeman [207]	4.06
1908	E.Rutherford, H. Geiger [221]	4.65

Таблица 3.21: Данные величине e

В качестве возможной причины заниженности значений e в работах [203], [205], [206] и [207] предлагается рассмотреть вопрос об уменьшении размера капель в течение эксперимента из-за испарения. Поправка порядка 30% для [203], [205], [206] и 15% в случае [207] снимает противоречие.

Что касается значения (3.26) по данным [164], то поправка к величине периода полураспада на 10% решает вопрос.

Также авторы [221] отмечают результат М. Планка $e = 4.69 \times 10^{-10}$ [222], полученный из теории теплового излучения в 1901 г.

Экспериментальные результаты Резерфорда и Гейгера весьма близки к расчётным значениям по Планку.

Атомные данные

Сводка всех атомных данных с учётом результатов [221].

Природа α-частицы

Авторы сопоставляют данные по альфа-частицам с известными значениями других величин.

В табл. 3.23 собраны данные по заряду и массе альфа-частиц и их отношения к атомным данным.

Заряд, переносимый атомом водорода	4.65×10^{-10}
Заряд, переносимый альфа-частицей	9.3×10^{-10}
Число атомов в 1 г водорода	6.2×10^{23}
Масса атома водорода	1.1×10^{-24} г
Число молекул в куб. см газа при нормальных условиях	2.7×10^{19}

Таблица 3.22: Атомные данные. Резерфорд-Гейгер 1908 г. [221]

E/M	отношение заряда к массе α-частицы	5.07×10^3
e/m	отношение заряда к массе водорода (электролиз)	9.63×10^3
	E = 2e	
M (α)	Масса α-частицы	3.84
M (He)	Масса гелия	3.96

Таблица 3.23: Данные по альфа-частицам. Резерфорд-Гейгер 1908 г. [221]

Итак, получается, что

> «α-частица, после потери заряда, становится атомом гелия».

Из этого следует, в частности, что поскольку атомный вес радия равен 226, то атомный вес его эманации (Радон-222) равен 222, и атомный вес Радия А (Полоний-218) равен 218.

Вычисление радиоактивных данных

На основе полученных данных проводится вычисление важных величин:
(1) *Объём эманации радия.* В секунду получается величина 1.25×10^{-9} куб.см. С учётом константы λ, *максимальный объем эмаанции из 1 г радия* равен 0.585 куб.см.
(2) *Скорость производства гелия.* Ввиду того, что в равновесии продуктов радия испускается 4 альфа-частицы, число атомов гелия в секунду равно $4 \times 3.4 \times 10^{10}$. Следовательно, объём гелия на 1 на градия 5×10^{-9} куб.см. в сек, или 158 куб.см. в год.

Джеймс Дьюар в 1908 году провел длительное экспериментальное исследование скорости образования гелия радием и показал, что один грамм радия в равновесии производит около 134 кубических миллиметров в год [233].
(3) *Тепловой эффект радия.* В предположении, что основное тепловыделение обязано кинетической энергии альфа-частиц, получается оценка 113 г-кал в час на 1 г.
(4) *Время жизни радия.* В предположении, что заряд атома водорода равен

4.65×10^{-10}, период полураспада равен 1760 лет.

Для окончательного определения роли альфа-частиц в превращениях атомов необходимо было показать, что альфа-частицы, собранные совершенно независимо от активного вещества, из которого они выбрасываются, образуют гелий. С этой целью в 1908-1909 гг. Резерфорд и Ройдс провели ряд экспериментов [234], [235].

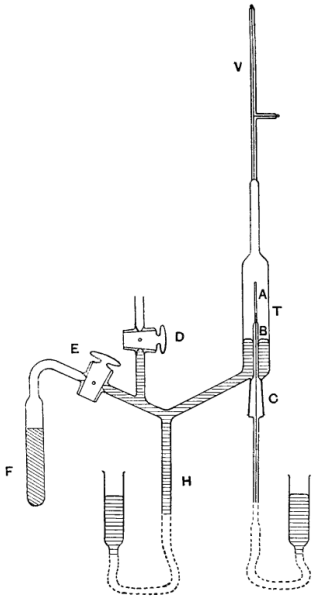


Рис. 3.23: Схема установки. Резерфорд-Ройдс 1909 г. [235]

« Экспериментальная установка ясно видна на рисунке. Равновесное количество эманации из примерно 140 миллиграммов радия очищали и сжимали с помощью ртутной колонки в тонкую стеклянную трубку A длиной около 1,5 см. Эта тонкая трубка, которая была прикреплена к более длинной капиллярной трубке B, была достаточно тонкой, чтобы позволить альфа-частицам из эманации и ее продуктов выходить, но достаточно прочной, чтобы выдерживать атмосферное давление. После нескольких испытаний г-н Баумбах смог добиться того, чтобы такие тонкие трубки были очень однородными по толщине. Толщина стенки трубки, используемой в большинстве экспериментов, составляла менее $\frac{1}{100}$ мм и была эквивалентна по тормозящей способности альфа-частицы примерно 2 см воздуха. Поскольку пробег альфа-частиц из эманации и ее продуктов, радия A и радия C, составляет

4.3, 4.8 и 7 см. Соответственно, видно, что подавляющее большинство частиц, выбрасываемых активным веществом, проходят сквозь стенки трубки. Дальность распространения частиц после прохождения через стекло определялась с помощью экрана из сульфида цинка. Сразу после введения эманации фосфоресценция проявлялась ярко, когда экран находился близко к трубке, но практически исчезала на расстоянии 3 см. Через час яркая фосфоресценция наблюдалась на расстоянии 5 см. Такой результат ожидаем.

Первоначально наблюдаемая фосфоресценция была обусловлена главным образом частицами эманации и ее продуктом — радием А (период 3 мин). Со временем количество радия С, первоначально равное нулю, постепенно увеличивалось, и излучение от него на расстоянии 7 см могло вызывать фосфоресценцию на большем расстоянии.»

«... Таким образом, эти эксперименты убедительно показывают, что гелий не мог пройти сквозь стеклянные стенки, а должен был образоваться из частиц, которые были выпущены сквозь них. Другими словами, эксперименты дают решающее доказательство того, что частица после потери заряда представляет собой атом гелия.

⋮

Из этих экспериментов мы можем с уверенностью заключить, что частица после потери заряда представляет собой атом гелия.

Другие данные указывают на то, что заряд вдвое превышает единичный заряд, переносимый атомом водорода, который образуется при электролизе воды. » [235]

3.3.9 Вхождение гелия в состав атома

В цикле исследований Резерфорда и его соавторов были получены надёжные свидетельства о природе альфа-частиц, их заряду и массе.

В заключении своей Нобелевской лекции [155] Резерфорд рассуждает:

« Мы убедились, что есть все основания полагать, что альфа-частицы, свободно выбрасываемые подавляющим большинством радиоактивных веществ, идентичны по массе и составу и должны состоять из атомов гелия. Следовательно, мы приходим к выводу, что атомы первичных радиоактивных элементов, таких как уран и торий, должны частично состоять, по крайней мере, из атомов гелия. Эти атомы высвобождаются на определенных стадиях превращений со скоростью, не зависящей от контроля лабораторными силами. Есть веские основания полагать, что в большинстве случаев во время атомного взрыва выбрасывается один атом гелия. Это, безусловно, относится к самому радию и его продуктам.

С другой стороны, Бронсон обратил внимание на некоторые случаи, а именно на эманации актиния и тория, где, по-видимому, одновременно выбрасываются два и три атома гелия соответственно [419]. Несомненно, эти

исключения будут тщательно исследованы в будущем. Интересно отметить, что сам уран, по-видимому, испускает две альфа-частицы на одну из своих продуктов. Зная количество атомов гелия, испускаемых атомом каждого продукта, мы можем сразу рассчитать атомные массы продуктов. Например, в ряду уран-ионий-радий уран испускает две альфа-частицы, а каждый из шести последующих продуктов альфа-излучения — одну, то есть всего восемь. Принимая атомную массу урана равной 238,5, атомная масса иония должна быть 230,5, радия — 226,5, эманации — 222,5 и так далее. Интересно отметить, что атомная масса радия, полученная таким образом, находится в тесном соответствии с последними экспериментальными значениями. Атомная масса конечного продукта превращения радия, образующегося в результате трансформации радия F (полония), должна составлять 238,5 – 8 x 4 = 206,5, или значение, близкое к значению для свинца. Давно Болтвуд, изучив анализы древних урановых минералов, предположил, что свинец, по всей вероятности, является продуктом превращения в ряду уран-радий [237].

Совпадение чисел, безусловно, поразительно, но для того, чтобы этот вывод можно было считать окончательно установленным, потребуется прямое доказательство образования свинца из радия. »

3.4 Закон Гейгера-Неттола

Закон Гейгера — Неттолла — закон, описывающий функциональную связь между энергией альфа-частицы и периодом полураспада радиоактивного ядра. Открыт Х. Гейгером и Дж. Неттоллом в 1911 г. Описан в статье «The Ranges of the α particles from Various Radioactive Substances and a Relation between Range and Period of Transformation» [241].

3.4.1 Эмпирическая форма закона

«Хорошо известно, что α-частицы различных радиоактивных веществ характеризуются своими пробегами, т. е. расстоянием, на которое они могут пройти в воздухе при атмосферном давлении. Впервые на это указал Брэгг, и пробеги ряда продуктов были определены им и его сотрудниками. Метод, примененный Брэггом для определения пробегов, хорошо известен. С помощью набора параллельных трубок, расположенных непосредственно над активной пластиной, были получены α-лучи с практически параллельными путями. Ионизация, производимая этими лучами, измерялась на разных расстояниях в ионизационной камере, и расстояние в воздухе, на котором ионизация только что исчезла, принималось за пробег α-частиц.

Резерфорд показал, что на том же расстоянии от источника, на котором α-частицы перестают производить ионизацию, они также теряют способность производить сцинтилляции.

Наблюдение сцинтилляций на разных расстояниях от источника, таким образом, представляет собой еще один способ определения пробега α-частиц, и этот метод часто использовался Ганном и другими наблюдателями. Однако, по-видимому, метод сцинтилляций дает несколько меньшие значения пробега, чем метод ионизации.

Большие трудности возникали при определении пробегов очень неактивных веществ урана и тория. В этих случаях упомянутые выше методы не применимы. Оценки пробега этих продуктов тем не менее, были сделаны Брэггом [195], но более точные значения — в случае урана — были недавно получены Гейгером и Резерфордом [223], а также Фошем [284].

Было бы очень важно, если бы можно было разработать метод, который был бы одинаково пригоден для точного определения пробега всех известных α-продуктов, но в настоящее время такого метода не найдено. Основные трудности связаны с тем, что некоторые продукты являются газами, в то время как другие обладают очень слабой активностью или доступны только в присутствии других продуктов распада.

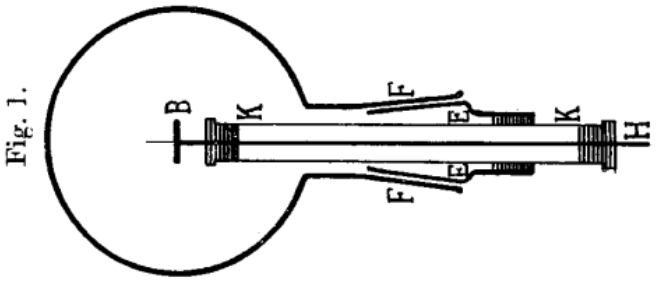


Рис. 3.24: Схема установки. Гейгер-Неттолл 1911 г. [241]

В настоящем исследовании мы применили метод, который представляется особенно подходящим для определения пробега частиц, испускаемых веществами с низкой активностью. Схема установки показана на рис. 3.24 — Fig. 1.

Внутренняя поверхность большого стеклянного баллона покрыта слоем серебра и соединена с источником напряжения около 700 вольт. Активный слой помещен в центр баллона на небольшой металлический диск B, соединенный с электрометром проводом H. Латунная трубка KK, окружающая провод и изолированная от него эбонитовыми втулками, служит электростатическим экраном и предотвращает утечку электрического заряда со стенок баллона на провод. Трубка проходит через герметичное шлифованное соединение E, которое входит в соответствующую деталь F, впаянную в стеклян-

ный баллон. Длина провода H тщательно отрегулирована так, чтобы диск B находился точно в центре баллона. При снижении давления в баллоне ионизация, вызываемая альфа-частицами, остается практически постоянной до тех пор, пока пробег альфа-частиц при данном давлении не превышает радиус баллона (7,95 см). Однако, как только давление падает ниже этого значения, ток ионизации также начинает уменьшаться. Зная критическое давление и радиус баллона, можно легко определить пробег альфа-частиц. Точность определения критического давления существенно повышается, если активный слой очень тонок, а площадь, на которую он нанесен, невелика. Эксперименты с полонием показали, что можно использовать диски диаметром до 2,6 см без внесения заметной погрешности.

На рис. 3.25 представлены кривые для воздуха, полученные с использованием различных веществ. По оси абсцисс отложено давление. Видно, что в каждом случае критическое давление выражено весьма четко. Можно привести некоторые сведения о радиоактивных веществах, использованных в этих экспериментах.

1. Уран. — 3 мг оксида урана были равномерно распределены по площади диаметром 2,5 см. Эксперименты с более толстыми слоями дали практически тот же результат.

2. Торий. — Хорошо известно, что торий невозможно отделить от радиотория. Однако благодаря любезности профессора Болтвуда мы получили образец тория, который в течение многих лет подвергался частым переосаждениям, в результате чего он неоднократно очищался от мезотория, а содержавшийся в нем радиоторий практически полностью распался. Непосредственно перед измерениями торий был несколько раз переосажден для удаления тория X и последующих продуктов распада, которые могли в нем присутствовать.

3. Торий и радиоторий в состоянии равновесия. — Из минерала торита был выделен образец тория, находящегося в равновесии с радиоторием; путем ряда переосаждений он был очищен от тория X и последующих продуктов распада. На полученной кривой видны два отчетливых излома, соответствующих альфа-лучам тория и радиотория.

4. Ионий. — Источник представлял собой небольшое, едва заметное пятно смеси иония с торием, нанесенное на тонкую алюминиевую фольгу. Активность, обусловленная торием, была слишком мала для ее регистрации.

5. Радий. — Раствор радия был предварительно очищен от полония, эманации и активного налета. Каплю раствора выпарили на платиновой пластинке, после чего сразу же провели измерения.

6. Полоний. — Пленки полония получали путем приведения раствора полония в контакт с тщательно очищенной медной фольгой. В результате электролитического процесса полоний осаждался на поверхности медной фольги.

7. Радиоторий. — Радиоторий был выделен из препарата мезотория и

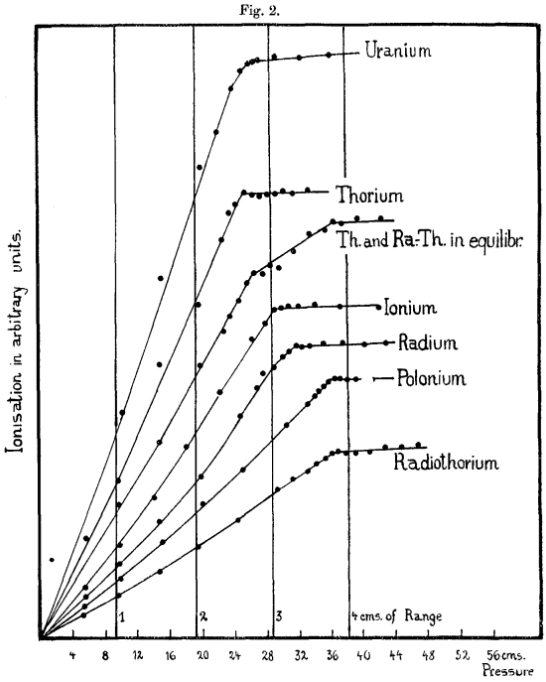


Рис. 3.25: Ионизация в зависимости от пробега α-частиц. Гейгер-Неттолл 1911 г. [241]

очищен от тория X и последующих продуктов распада. Была приготовлена тонкая пленка, и сразу же проведены измерения.

Результаты, полученные для различных продуктов, участвующих в этих измерениях, сведены в следующую таблицу. В каждом случае приводится среднее значение всех измерений, приведенное к давлению 76 см и температуре 15°C (или 0°C). Однако следует учитывать, что, как показали недавние исследования, лишь малая доля альфа-частиц проходит весь путь (пробег) целиком; вследствие рассеяния и, возможно, других причин многие из них останавливаются на несколько меньшем расстоянии. Один из авторов показал [287], что начальная скорость вылета альфа-частиц пропорциональна кубическому корню из их максимального пробега.

Таким образом, зная скорость одного продукта, можно определить скорости остальных. Удобнее всего проводить сравнение с Ra C: начальная скорость этого продукта была измерена Резерфордом [231] и составила 2.06×10^9

Substance	Range 15° C	Range 0 ° C	Initial Velocity of Expulsion, 10^9 cm/sec
Uranium	2.72	2.58	1.51
Ionium	3.00	2.84	1.56
Radium	3.30	3.13	1.61
Polonium	3.77	3.58	1.68
Thorium	2.72	2.58	1.51
Radiothorium	3.87	3.67	1.70

Таблица 3.24: Пробеги α-частиц от различных источников. Гейгер-Неттолл 1911 г. [241]

см/с. Рассчитанные таким образом начальные скорости вылета также приведены в таблице.

Мы уже упоминали ранее полученные оценки пробегов для урана и тория. Пробег ионий был измерен Болтвудом [164], радия — Брэггом и Климаном [194], полония — Кучерой и Машеком [196], а также Левином [197], а радиотория — Ганом [383]. Почти все значения, приведенные в таблице выше, достаточно хорошо согласуются с результатами, полученными ранее другими исследователями. Однако в ряде случаев не были указаны давление и температура воздуха, из-за чего трудно сопоставить точность современных и более ранних измерений.

В связи с повторным определением пробегов α-частиц, испускаемых рядом продуктов (данные о которых приведены выше и в нашей предыдущей статье [325]), мы вновь рассмотрели вопрос о возможной связи между периодом полураспада радиоактивных веществ и пробегами испускаемых ими α-частиц.

Еще в 1907 году Резерфорд [232] отметил, что между этими величинами, по-видимому, существует связь. Оказалось, что пробег α-частиц тем больше, чем меньше период превращения вещества. Однако имелся ряд продуктов, для которых эта зависимость, по-видимому, не соблюдалась.

Чтобы выявить возможную зависимость между пробегом и периодом, мы построили графики (рис. 3.26), на которых логарифмы постоянных распада различных продуктов отложены по оси ординат, а логарифмы соответствующих пробегов — по оси абсцисс; данные приведены для продуктов рядов урана-радия и актиния. Исходные данные для построения этих кривых представлены в следующей таблице. Для удобства в таблицу также включены значения начальной скорости вылета, периода полураспада и постоянной распада. Значения пробегов приведены к температуре 0 °C.

На кривой отмечены все продукты уран-радиевого ряда, за исключением ионий и радий С. Период полураспада ионий еще не определен, однако, по оценке Содди [280], он составляет от 5×10^4 до 10^5 лет. Видно, что *точки, со-*

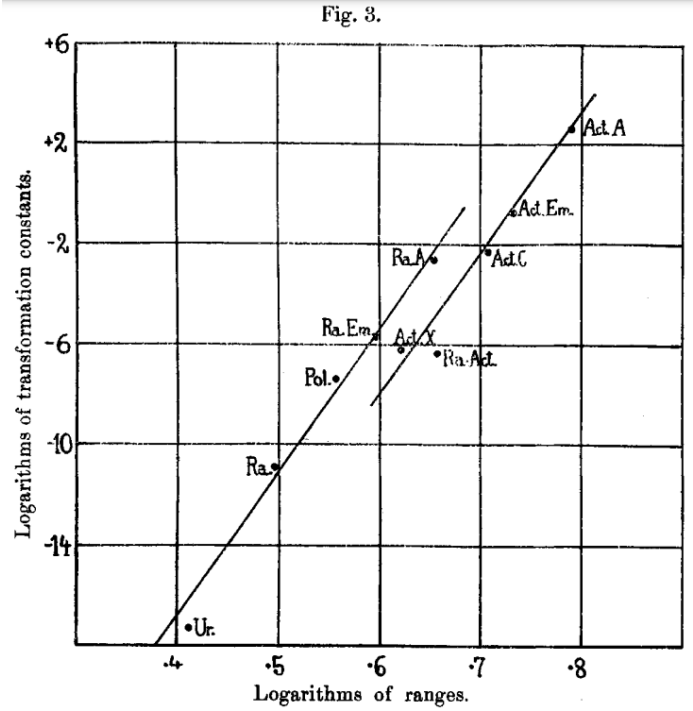


Рис. 3.26: Зависимость времени трансформации α-частиц от их пробега. Гейгер-Неттолл 1911 г. [241]

ответствующие членам уран-радиевого ряда, располагаются практически на одной прямой. Если предположить, что ионий не является исключением из этого правила, и принять пробег его α-частиц равным 2,84 см, то анализ кривой показывает, что его период полураспада должен составлять около миллиона лет.

Вопрос о радии С представляет определенные трудности, поскольку, судя по пробегу частиц, период полураспада этого продукта должен быть чрезвычайно малым — порядка 10^{-6} секунды. Недавние исследования Гана и Мейтнер [387], а также Фаянса [406], показали, что вещество, обычно называемое радием С, несомненно, является сложным, а происходящие в нем превращения, возможно, носят нерегулярный характер. Безусловно, пока не существует данных, которые противоречили бы предположению о том, что период превращения продукта, испускающего α-частицы с большим пробе-

Substance	Range 0° C	Initial Velocity 10^9 cm/sec	Transformation const	Half-value Period
Uranium	2.58	1.51	4.6×10^{-18}	5×10^9 years
Ionium	2.84	1.56		
Radium	3.13	1.61	1.1×10^{-11}	2000 years
Ra Emanation	3.94	1.74	2.085×10^{-16}	3.85 days
Radium A	4.50	1.81	3.85×10^3	3.0 min
Radium C	6.57	2.06		
Polonium	3.58	1.68	5.6×10^{-8}	143 days
Radioactinium	4.55	1.82	4.1×10^{-7}	19.5 days
Actinium X	4.17	1.77	7.6×10^{-7}	10.5 days
Act Emanation	5.40	1.93	1.8×10^{-1}	3.9 sec
Actinium A	6.16	2.02	350	$\frac{1}{300}$ sec
Actinium C	5.12	1.90	5.4×10^3	2.15 min

Таблица 3.25: Данные по данным по α-частицам от различных источников. Гейгер-Неттолл 1911 г. [241]

гом, является очень коротким.

Следует отметить, что в случае с ураном существует определенная трудность. Болтвуд показал [165], что в ходе превращений урана испускаются две альфа-частицы (по одной на каждом из двух последовательных этапов распада), и этот факт был подтвержден Гейгером и Резерфордом [224] с помощью сцинтилляционного метода. Это явление можно объяснить либо существованием двух последовательных продуктов распада, испускающих альфа-частицы, либо испусканием двух альфа-частиц при распаде одного атома. Последняя гипотеза была опровергнута экспериментами Марсдена и Барратта [?], не обнаружившими признаков одновременного испускания двух альфа-частиц. Что касается первого предположения, то результаты работы Марсдена и Барратта также указывают на то, что период полураспада второго продукта превышает несколько секунд. Вполне возможно существование двух последовательных продуктов с длительными периодами полураспада, которые невозможно разделить обычными химическими методами. Например, если бы периоды полураспада этих двух веществ были одного порядка, то пробеги альфа-частиц различались бы незначительно, и их было бы трудно различить.

В отношении актиния следует заметить, что прежняя система обозначений была изменена в связи с открытием нового продукта альфа-распада, следующего за эманацией. Новый продукт получил название «актиний А», следующий за ним — «актиний В» и т. д. Причина изменения номенклатуры приводится в следующей статье Резерфорда и Гейгера. Из рисунка видно, что зависимость между пробегом и периодом полураспада вновь выражается прямой линией, расположенной ниже соответствующей прямой для ряда

уран-радий. Точка, соответствующая радиоактинию, не лежит точно на этой прямой; это может быть обусловлено небольшой погрешностью в определении пробега, который в данном случае трудно измерить точно.

Номенклатура продуктов активного осадка эманации тория была изменена аналогично номенклатуре продуктов актиния в связи с открытием еще одного короткоживущего продукта, испускающего альфа-лучи; однако пробеги этого продукта и самой эманации пока точно не определены. Тем не менее, предварительные эксперименты, проведенные одним из нас, показали, что величины, относящиеся к продуктам ряда тория, также ложатся на прямую линию при построении графика тем же способом, который применялся для рядов урана-радия и актиния. Подробности будут обсуждены позже, после завершения проводимых в настоящее время экспериментов. Упомянутая выше связь между периодом полураспада и пробегом частиц в данный момент носит лишь эмпирический характер, однако она может определяться некой простой закономерностью, которая, возможно, будет в конечном счете выявлена. Аналогичные прямые линии можно было бы получить, построив график зависимости периода от начальной скорости вылета частиц, поскольку пробег пропорционален кубу скорости.

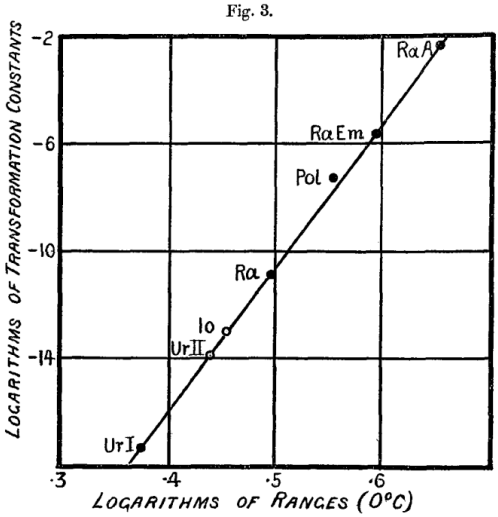


Рис. 3.27: Зависимость времени трансформации α-частиц от их пробега для ряда урана-радия. Гейгер-Неттолл 1912 г. [242]

Интересно отметить, что обсуждаемая зависимость позволяет объяснить, почему до сих пор не было обнаружено веществ, испускающих альфа-

частицы с пробегом менее 2,58 см. Например, время жизни вещества, испускающего альфа-частицы с пробегом 1 см, было бы столь велико — а скорость его превращения, следовательно, столь мала, — что его активность оказалась бы ниже предела обнаружения существующими методами. В настоящее время ведутся эксперименты с целью точного определения пробегов тех продуктов, для которых эти данные пока не установлены. Ожидается, что результаты такого всестороннего исследования позволят окончательно выяснить, справедлива ли данная зависимость для всех веществ, испускающих альфа-частицы.»

Гейгер и Неттол продолжили свои исследования в статье 1912 г. «The ranges of the α particles from uranium» [242].

Приведём рис. 3.27 из этой статьи, который уточняет данные рис. 3.26 [241].

На рис. 3.27 в очень наглядной форме представлена зависимость времени трансформации α-частиц от их пробега для ряда урана-радия.

3.4.2 Аналитическая форма закона

Аналитическая форма закона Гейгера-Неттола впервые была приведена в статье Р. Свинне [243] в 1912 г.

Приведём аннотацию к статье:

«Исследование возможной связи между постоянной времени λ радиоактивного элемента и начальной скоростью α-частиц v_α, испускаемых этим элементом; автор предлагает соотношение:

$$\log \lambda = a + b v_\alpha^n, \tag{3.28}$$

где a и b — константы.

Значение 1 больше подходит для n, чем значение 2, которое имело бы преимущество в том, что позволило бы в простой форме представить энергию, выделяемую при распаде грамм-атома. Разница между значениями v_α для излучения радия, Ra A, Ra F, равна разнице для излучения актиния, Ac A, Ac C, или излучения тория, Th A и Th C. Аналогичные соответствия существуют между радием и актинием X, Ra C и Th C.

Подобная связь, по-видимому, существует между постоянной времени элементов, испускающих излучение, и начальной скоростью этих частиц.»

Теоретическое рассмотрение результов Гейгера и Неттола было сделано на основе квантовой механики только в 1928-1929 гг. Г. Гамовым [244], [245] и Рональдом Гёрни и Эдвардом Кондоном [246], [247].

3.5 Заключение

Изучение свойств альфа-частиц и радиоактивных превращений стали новым этапом в изучении радиоактивности.

Была выяснена природа самих альфа-частиц: это полностью ионизированные ядра гелия-4 (He^{2+}) — §3.3.8. Этот факт свидетельствует в пользу того, что атом включает себя эти частицы как составляющие.

Теория радиоактивного распада: Резерфорд и Фредерик Содди сформулировали закон, согласно которому радиация — это следствие спонтанного превращения одних химических элементов в другие §3.3.2.

Процессы с испусканием альфа-частицы помогли изучить *структуру атома*. Правило смещения (закон радиоактивных смещений): При альфа-распаде ядро теряет два протона и два нейтрона. В результате исходный элемент смещается на две клетки влево в таблице Менделеева, а его массовое число уменьшается на 4 — §5. Это позволило понять расположение радиоактивных веществ в таблице Менделеева и привело к идее изотопии.

Альфа-частицы стали первым инструментом активного изучения структуры атомов. Бомбардировка альфа-частицами атомов тяжёлых элементов (эксперименты Гегера-Марсдена) позволила оценить размер атомного ядра и его заряд. На основе этих экспериментов была создана *планетарная модель атома Резерфорда* — §4.

Закон Гейгера-Неттола дал экспериментальный материал для теории альфа-распада ядер Гамова, Гёрни и Кондона. Это было исторически первое применение квантовой механики к *атомному ядру*.

Глава 4

Планетарная модель атома

Одним из важнейших этапов в постижении структура атома стали опыты Гейера-Марсдена по рассеянию альфа-частиц §4.4.1, §4.7 и планетарная модель атома Резерфорда §4.6.

До этого исследования атомов носили «пассивный», чисто наблюдательный характер. Изучались естественно протекающие процессы радиоактивных превращений, процессы поглощения излучений в газах и твёрдых телах, определение химических свойств продуктов превращений и др.

Возможности ускорения заряженых частиц были скромные (десятки кВ, в единичных случая порядка 100 кВ) и существенно уступали энергиям α-частиц (4-8 МэВ) из распада атомов тяжёлых элементов. Поэтому первая «бомбардировка» атомов с целью изучения их внутреннего строения была произведена с использованием α-частиц.

4.1 Теоретические модели атома XIX в.

Теоретические модели атома начали появляться еще в XIX в., но основательная база для них появилась только после утверждения теории радиоактивных превращений и осознания на качественном уровне характера α-частиц и идентификации β-лучей с электронами.

Согласно emphвихревой теории атома, предложенной в 1867-1869 гг. Уильямом Томсоном (лордом Кельвином) [20] на основе демонстрации Питера Тейта [21] дымовых колец. Согласно этой гипотезе, атомы представляли собой стабильные вихревые кольца в идеальной, несжимаемой жидкости (мировом эфире). В частности, были рассчитаны стабильность систем из нескольких колец и взаимодействие вихрей.

В работах датского историка науки Хельге Крага (Helge Kragh) «he Vortex Atom: A Victorian Theory of Everything» [22] и «Before Bohr: Theories of atomic structure 1850–1913» [23] дан подробный исторический обзор моделей атома до модели Бора.

Математическое развитие вихревой теории атома было продолжено Дж.Дж. Томсоном. Наиболее важной работой представляется эссе «A Treatise on the Motion of Vortex Rings» (Трактат о движении вихревых колец) [292] 1883 г.

« В этом эссе рассматривается движение жидкости, в которой присутствуют круговые вихревые кольца. Оно разделено на четыре части. Часть I содержит обсуждение колебаний, которые совершает одиночный вихрь, когда он слегка отклоняется от своей круговой формы. Часть II представляет собой исследование взаимодействия друг с другом двух вихревых колец, которые движутся таким образом, что никогда не сближаются ближе, чем на большое кратное диаметру каждого из них; в конце этого раздела рассматривается влияние сферы на проходящее рядом с ней круговое вихревое кольцо. Часть III содержит исследование движения двух круговых вихревых колец, связанных друг с другом; обсуждаются условия, необходимые для существования такой системы, и исследуется время колебаний системы. Она также содержит исследование движения трех, четырех, пяти или шести вихрей, расположенных наиболее симметрично, т.е. так, что любая плоскость, перпендикулярная их направлениям, пересекает их оси в точках, образующих угловые точки правильного многоугольника; Доказано, что если имеется более шести вихрей, расположенных таким образом, то устойчивое движение неустойчиво. Часть IV содержит некоторые применения предыдущих результатов к теории вихревых атомов газов и набросок теории вихревых атомов химического взаимодействия.

⋮

§59. . . .

Теперь предположим, что атомы различных химических элементов состоят из вихревых колец одинаковой силы, но некоторые из этих элементов состоят только из одного такого кольца, другие — из двух колец, соединенных вместе, или из непрерывной кривой с двумя петлями, третьи — с тремя и так далее; однако наше исследование в конце части III показывает, что ни один элемент не может состоять более чем из шести таких колец, если они расположены симметрично, как описано выше.

⋮

§61. Согласно нашей точке зрения, атомарность соответствует сложности атомного расположения; и элементы с высокой атомарностью состоят из большего количества вихревых колец, чем элементы с низкой атомарностью; таким образом, высокая атомарность соответствует сложному атомно-

му расположению, и мы должны ожидать, что спектры тел с низкой атомарностью будут гораздо проще, чем спектры тел с высокой атомарностью. По-видимому, это так, поскольку мы обнаруживаем, что спектры натрия, калия, лития, водорода, хлора, которые являются моноэлементами, состоят из сравнительно небольшого количества линий. »

Математические методы расчёта, развитые в этой работе, были использованы Томсоном в копускулярной модели атома — см. §4.3.

4.2 Динамидная модель Ленарда

Исторически первой попыткой описать структуру атома была динамидная модель атома немецкого физика Филиппа Ленарда, которая была впервые представлена в 1903 году в его развёрнутой научной статье «Über die Absorption von Kathodenstrahlen verschiedener Geschwindigkeit» («О поглощении катодных лучей различных скоростей») [290]

В этой работе Ленард обобщил свои многолетние эксперименты по рассеянию и поглощению катодных лучей (электронов) при их прохождении через тонкие металлические фольги.

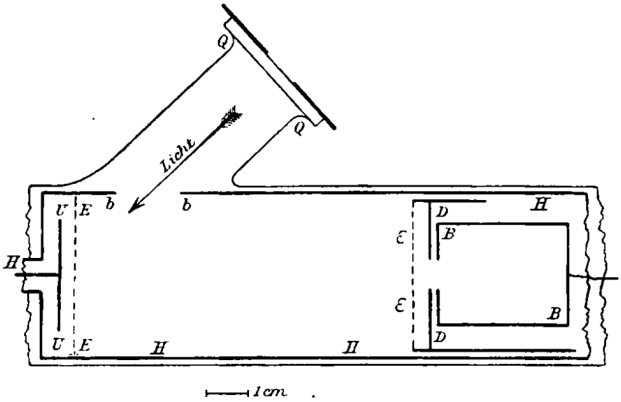


Рис. 4.1: Установка Ленарда для изучения поглощения катодных лучей. Ленард 1903 г. [290]

Установка. — «После того, как недавно опубликованные наблюдения на люминофорном экране не оставили сомнений в том, что лучи с почти произвольно низкой скоростью могут быть получены и отслежены в вакууме даже

на больших расстояниях, и что они обладают ожидаемыми свойствами (...), я сохранил использованный там метод генерации без изменений; однако для измерения интенсивности люминофорный экран теперь снова заменен более чувствительным электрометром.

Таким образом, устройство приобрело форму, показанную на рис. 4.1 — Fig 1. U — излучающий электрод, который принимает ультрафиолетовый свет от цинковой дуговой лампы, E — выступающая из нее сетка, последняя металлически соединена с корпусом HH, который охватывает все устройство. Эти и все другие части, используемые для изготовления, включая проволочную сетку ϵ, имеют ранее указанные свойства и размеры (...), за исключением того, что световое пятно на U, ограниченное апертурой bb, теперь всегда имеет диаметр 1 см.

Это приводит к образованию широкого светового луча, диаметр которого всегда увеличивается от U к B, и чем меньше скорость, с которой он доводится [см. 52, уравнение (I)]. Последняя скорость регулируется потенциалом U отрицательное значение которого всегда обозначается U. Экран H и, вместе с ним, части E и b всегда остаются соединенными с землей. »

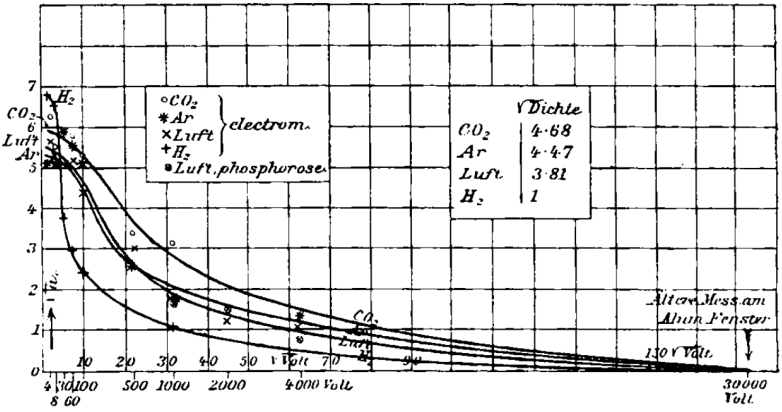


Fig. 2.

Рис. 4.2: Результаты Ленарда для изучения поглощения катодных лучей. Ленард 1903 г. [290]

На основе полученных данных он выдвинул идею, что реальная материальная часть атома занимает лишь одну миллиардную часть его общего объема. Весь остальной объем — это пустое пространство, сквозь которое могут свободно пролетать быстрые электроны.

По теории Ленарда, масса и объем атома сосредоточены в дискретных

нейтральных частицах — *динамидах* очень малого размера (4.1).

« ... Таким образом, каждый атом состоит из числа *динамид*, пропорционального его весу, и каждое материальное тело также состоит из числа динамид, пропорционального его весу, так что два тела одинакового веса отличаются только разным расположением присутствующих в них динамелов в равном количестве, независимо от того, являются ли рассматриваемые тела химически простыми или произвольно сгруппированными. Предполагается, что все динамиды имеют одинаковый вес и одинаковую инерцию, и что они не взаимодействуют друг с другом ни по весу, ни по инерции. Если распространить предположение о равенстве и взаимном отсутствии взаимодействия динамид на их воздействие на катодные лучи, то закон массы, с которого мы начали, становится самоочевидным. Однако тогда он должен быть абсолютно верным. Поскольку это не так, необходимо вернуться к единственной приблизительной правильности по крайней мере одного из сделанных предположений.

... радиус динамиды

$$r < 0.3 \cdot 10^{-10} \text{mm}. \tag{4.1}$$

Поскольку все материальные тела по-прежнему имеют пространство между атомами, следовательно, верно, что в объеме V любого такого тела истинный объем динамид не превышает 10^{-9} V. Например, пространство, в котором находится кубический метр твердой платины, пусто в том же смысле, в каком пуста небесная сфера, пронизанная светом, за исключением не более 13 кубических миллиметров в качестве общего истинного объема динамид. »

Заглядывая вперёд, можно увидеть в модели Ленарда черты *протон-электронной модели атомного ядра*. Это историческая гипотеза строения атомного ядра, предложенная Резерфордом в 1910–1920-х годах «The structure of the atom» [334], «Nuclear Constitution of Atoms» [339], согласно которой ядро состоит из протонов и внутриядерных электронов.

В модели Резерфорда, в ядре часть протонов объединена с электронами. Такие структуры не имеют электрического заряда и увеличивают вес атомного ядра. В этой же лекции «Nuclear Constitution of Atoms» 1920 г. [339] Резерфорд высказывает идею о возможном существовании нейтральной частицы, входящей в состав ядра, *нейтрона*. Эта частица была обнаружена в 1932 г. Джеймсом Чадвиком после экспериментов Вальтера Боте и Герберта Беккера, и Ирен и Фредерика Жолио-Кюри.

В заключении еще раз подчеркнем, что несмотря на то, что концепция динамид оказалась неверной (электроны и положительный заряд не объединены в пары), статья 1903 года сделала важный шаг к созданию современной физики.

4.3 Модель атома Томсона

За моделью Ленарда последовала предложенная Дж.Дж. Томсоном модель в статье 1904 г. «On the Structure of the Atom : an Investigation of the Stability and-Periods of Oscillation, a number of Corpuscules arranged at equal intervals around the Circumference of a Circle; with Application of the results to the Theory of Atomic Structure (Структура атома: исследование стабильности и периодов колебаний ряда корпускул, расположенных с равными интервалами по окружности; с применением результатов к теории структуры атома) [293]».

В популярной литературе используется название «модель пудинга с изюмом» (plum pudding model), введённое в оборот анонимным репортёром в 196 г., что может создавать неверное представление о статичности модели. Сам автор такой аналогии никогда не использовал.

Математически эта публикация наследовала идеи эссе Томсона «A Treatise on the Motion of Vortex Rings» (Трактат о движении вихревых колец) [292] 1883 г.

4.3.1 Устойчивость системы из положительных и отрицательных зарядов

Сначала Томсон рассматривает задачу о движении кольца из n отрицательно электризованных частиц, помещенных внутрь равномерно электризованной сферы.

«Представление о том, что атомы элементов состоят из ряда отрицательно электризованных корпускул, заключенных в сферу с равномерным положительным электрическим зарядом, предполагает, среди других интересных математических задач, задачу, обсуждаемую в этой статье, а именно задачу о движении кольца из n отрицательно электризованных частиц, помещенных внутрь равномерно электризованной сферы.

Предположим, что в состоянии равновесия n корпускул расположены с равными угловыми интервалами по окружности круга радиуса a, причем каждая корпускула несет заряд e отрицательного электрического заряда. Пусть заряд положительного электрического заряда, содержащийся внутри сферы, равен νe, тогда если b — радиус этой сферы, то радиальное притяжение, действующее на корпускулу из-за положительного электрического заряда, равно ve^2a/b^3; если корпускулы находятся в состоянии покоя, это притяжение должно уравновешиваться отталкиванием, оказываемым другими корпускулами. »

Для статического случая условие равновесия получается как

$$\frac{a^3}{b^3} = \frac{\mathrm{S}_n}{4\nu}, \tag{4.2}$$

где $S_2 = 1, S_3 = 2.3094, S_4 = 3.8284, \ldots$

В важном случае, когда $\nu = n$, т. е. когда положительный заряд на сфере равен сумме всех отрицательных зарядов в кольце корпускул, мы получаем из (4.3) значения для a/b.

Если кольцо корпускул, вместо того чтобы находиться в состоянии покоя, вращается с угловой скоростью ω, то условием устойчивого движения является

$$\frac{\nu a^3}{b^3} = \frac{m}{e^2}\omega^2 + \frac{S_n}{4\nu}, \tag{4.3}$$

где m — масса корпускулы.

Далее изучается вопрос об устойчивости системы при малых колебаниях в различных плоскостях.

⋮

« Я обнаружил, что одной частицы в центре достаточно, чтобы сделать стабильными кольца из 7 и 8 корпускул; в последнем случае, однако, одно из значений q^2 (частота колебаний в ортогонально плоскости колец), хотя и положительное, чрезвычайно маленькое. Когда число корпускул превышает 8, число центральных телец, необходимых для обеспечения стабильности, очень быстро увеличивается с числом телец в кольце.»

⋮

« . . . мы можем вычислить наименьшее значение p, при котором кольцо из n корпускул будет стабильным. Значения p для ряда значений n приведены в таблице 4.1.»

n	5	6	7	8	9	10	15	20	30	40
p	0	1	1	1	2	3	15	39	101	232

Таблица 4.1: Числа n и p корпускул в стабильном атоме. Томсон Дж. 1904 г. [293]

«Для больших значений n значения p пропорциональны n^3. Когда p больше единицы, внутренние корпускулы необходимые для достижения равновесия, не могут все находиться в центре сферы, они будут разделяться до тех пор, пока их отталкивание не скомпенсируется уравновешивается притяжением положительного электричества в сфере.»

« Если корпускулы, подобно полюсам маленьких магнитов в *экспериментах Майера с плавающими магнитами* [294], [295] ограничены движением в одной плоскости, то они, даже если не вращаются, будут находиться в равновесии, если их расположить в серии описанных выше колец. Вращение необходимо для обеспечения стабильности расположения, когда корпускулы могут двигаться под прямым углом к плоскости кольца. »

4.3.2 Применение вышеизложенных результатов к теории структуры атома

«Предположим, что атом состоит из множества корпускул, движущихся в сфере с равномерным положительным электрическим зарядом: задачи, которые нам предстоит решить, это
(1) какова будет структура такого атома, т. е. как корпускулы будут располагаться в сфере; и
(2) какие свойства эта структура будет придавать атому.

Решение (1), когда корпускулы ограничены движением в одной плоскости, указывается результатами, которые мы только что получили: корпускулы будут располагаться в виде ряда концентрических колец. Такое расположение обусловлено тем, что большое количество корпускул не может находиться в стабильном равновесии, когда они расположены в виде одного кольца, в то время как это кольцо может быть сделано стабильным, поместив внутрь него соответствующее количество корпускул. Когда корпускулы не ограничены одной плоскостью, а могут двигаться во всех направлениях, они будут располагаться в виде ряда концентрических оболочек; Поскольку мы легко можем увидеть, что, как и в случае с кольцом, количество корпускул, распределенных по поверхности оболочки, не будет находиться в стабильном равновесии, если количество корпускул велико, если только внутри оболочки нет других корпускул, в то время как равновесие может быть установлено путем введения в оболочку соответствующего количества других корпускул. »

Аналитические и геометрические сложности задачи о распределении корпускул, когда они расположены в оболочках, значительно больше, чем когда они расположены в кольцах, и мне пока не удалось получить общее решение. Однако мы можем сказать, что оболочкам будут присущи те же свойства, что и кольцам; и поскольку наше решение последнего случая позволяет нам получить определенные результаты, я ограничусь этим случаем и постараюсь показать, что свойства, которыми атом наделяется этой кольцевой структурой, во многих отношениях аналогичны свойствам атомов химических элементов, и что, в частности, свойства атома будут зависеть от его атомного веса способом, очень похожим на тот, который выражается периодическим законом.

Предположим, что у нас есть N корпускул, каждая из которых несет заряд e отрицательного электрического поля, помещенных в сферу положительного электрического поля, причем весь заряд в сфере равен Ne; найдем распределение корпускул, когда они расположены наиболее простым, на наш взгляд, образом, то есть когда число колец минимально, так что в каждом кольце находится максимально возможное количество корпускул, обеспечивающее равновесие внутри него. Предположим, что количество внутренних

корпускул, необходимых для обеспечения равновесия кольца из n корпускул, равно $f(n)$.

Значение $f(n)$ для ряда значений n приведено в таблице 4.1: в этой таблице $f(n)$ обозначается p. Число корпускул во внешнем кольце n_l будет определяться условием, что $N - n_l$, число корпускул внутри, должно быть достаточно для поддержания равновесия кольца из n_1 корпускул, т. е.n_1 будет определяться уравнением

$$\mathrm{N} - n_1 = f(n_1). \tag{4.4}$$

Если значение n_l, полученное из этого уравнения, не является целым числом, мы должны взять целую часть значения.

Чтобы получить n_2, число корпускул во втором кольце, мы замечаем, что внутри должно быть $N - n_l - n_2$ корпускул; следовательно, n_2 определяется уравнением

$$\mathrm{N} - n_1 - n_2 = f(n_2). \tag{4.5}$$

Аналогично составляются уравнения для следующих колец ...

Эти уравнения можно очень быстро решить графическим методом.»

⋮

Постепенное изменение свойств элементов, происходящее при движении вдоль одного из горизонтальных рядов в расположении элементов Менделеева, также иллюстрируется свойствами, которыми обладают эти группы корпускул. Рассмотрим, например, ряд расположений корпускул, во всех из которых внешнее кольцо содержит 20 корпускул. Внешний ряд из 20 корпускул впервые встречается с 59 корпускулами; в этом случае число корпускул внутри едва достаточно для того, чтобы сделать внешнее кольцо устойчивым; следовательно, это кольцо будет находиться на грани неустойчивости, и когда корпускулы в этом кольце смещаются, силы восстановления, возвращающие их в исходное положение, будут незначительными.

Таким образом, если мы рассмотрим ряд расположений корпускул, имеющих снаружи кольцо, содержащее постоянное число корпускул, то в начале и конце мы имеем системы, которые ведут себя как атомы элемента, атомы которого не способны удерживать заряд ни положительного, ни отрицательного электричества; затем (в порядке возрастания числа корпускул) мы имеем сначала систему, которая ведет себя как атом одновалентного электроположительного элемента, затем систему, которая ведет себя как атом двухвалентного электроположительного элемента, а на другом конце ряда мы имеем систему, которая ведет себя как атом без валентности, непосредственно перед ней систему, которая ведет себя как атом одновалентного электроотрицательного элемента, а перед ней систему, которая ведет себя как атом двухвалентного электроотрицательного элемента. Эта последовательность свойств очень похожа на ту, которая наблюдается в случае атомов элементов. Таким образом, мы имеем ряд элементов:

He	Li	Be	B	C	N	O	F	Ne
Ne	Na	Mg	Al	Si	P	S	Cl	Arg

Первый и последний элементы в каждой из этих серий не имеют валентности, второй — одновалентный электроположительный элемент, предпоследний — одновалентный электроотрицательный элемент, третий — двухвалентный электроположительный элемент, предпоследние два — двухвалентные электроотрицательные элементы и так далее.

4.3.3 Состав атома радиоактивного элемента

Наше исследование устойчивости систем корпускул позволило нам ознакомиться с системами, которые устойчивы, когда корпускулы вращаются с угловой скоростью, превышающей определенное значение, но становятся неустойчивыми, когда скорость падает ниже этого значения. Так, например, четыре корпускулы могут быть устойчивы в одной плоскости в углах квадрата, если они вращаются с угловой скоростью, превышающей определённое значение, но становятся неустойчивыми, если скорость падает ниже этой скорости, при этом корпускулы в этом случае стремятся расположиться в углах тетраэдра. Рассмотрим теперь свойства атома, содержащего систему корпускул такого рода. Предположим, что корпускулы изначально двигались со скоростями, значительно превышающими критическую скорость; вследствие излучения от движущихся корпускул их скорости будут медленно — очень медленно — уменьшаться.

Когда после длительного интервала времени скорость достигнет критической скорости, произойдет то, что эквивалентно взрыву корпускул: корпускулы удалятся далеко от своих первоначальных положений, их потенциальная энергия уменьшится, а кинетическая энергия увеличится. Кинетической энергии, полученной таким образом, может быть достаточно, чтобы вынести систему из атома, и, как в случае с радием, часть атома оторвется. Вследствие очень медленного рассеивания энергии излучением жизнь атома будет очень долгой. Мы рассмотрели случай четырех корпускул как тип системы, которая, подобно волчку, требует для своей стабильности определенного вращения. Любая система, обладающая этим свойством, вследствие постепенного рассеивания энергии излучением, придаст содержащемуся в ней атому радиоактивные свойства, подобные тем, которые придают четыре корпускулы.

4.3.4 Число частиц в атоме по Томсону

В 1906 г. Томсон опубликовал еще одну работу по структуре атома, « On the number of corpuscles in an atom. [296]»

«В данной работе я рассматриваю три метода определения числа корпускул в атоме элементарного вещества, все из которых приводят к выводу,

что это число имеет тот же порядок величины, что и атомная масса вещества. Два из этих методов дополнительно показывают, что отношение числа корпускул в атоме к атомной массе элемента одинаково для всех элементов. Имеющиеся в настоящее время данные указывают на то, что число корпускул в атоме равно атомной массе. Однако, поскольку доказательства довольно косвенные, а данных немного, необходимы дальнейшие исследования, прежде чем мы сможем быть уверены в этом равенстве; тем не менее, имеющиеся в настоящее время данные кажутся достаточными для того, чтобы установить вывод о том, что число корпускул не значительно отличается от атомной массы.

Первый метод основан на дисперсии света в газах. Если рассматривать атом как состоящий из множества корпускул, рассеянных в сфере с равномерным положительным электрическим полем, очевидно, что дисперсионная способность среды, состоящей из этих атомов, будет зависеть от массы положительного электрического поля, а также от массы корпускул и будет равна нулю, если любая из этих масс равна нулю. Рассмотрим, что происходит, когда электрическая сила в световой волне воздействует на атом. Поскольку длина волны велика по сравнению с атомом, последний может рассматриваться как находящийся в однородном электрическом поле; под действием этого поля корпускулы будут смещаться в одном направлении – в сторону положительной сферы; и если сила сохраняется достаточно долго, это смещение будет продолжаться до тех пор, пока сила, действующая на корпускулы в их смещенном положении под действием положительного электрического поля, не станет равной и противоположной силе, действующей на них со стороны электрической силы в световой волне. Смещение корпускул относительно сферы положительного электричества поляризует атом, и совокупность поляризованных атомов увеличит удельную индуктивную способность, а следовательно, и показатель преломления среды. Если масса положительного электричества или корпускул равна нулю, то, как бы коротко ни длилось время действия электрической силы в световой волне, корпускулы и положительное электричество будут подстраиваться точно так же, как если бы электрическая сила была непрерывной; так что удельная индуктивная способность и показатель преломления будут одинаковыми как для коротких, так и для длинных волн, и дисперсии не будет. Однако если массы как положительного электричества, так и корпускул конечны, относительное смещение корпускул и положительного электричества будет зависеть от периода действия электрической силы; Поскольку удельная индуктивная емкость и показатель преломления зависят от этого смещения, показатель преломления среды будет зависеть от периода электрической силы, и будет наблюдаться дисперсия.

Второй метод. Рассеяние рентгеновского излучения газом.

В моей работе «Проводимость электричества через газы» показано, что

когда рентгеновские лучи проходят через среду, в которой на кубический сантиметр приходится N корпускул, энергия рассеянного излучения на кубический сантиметр среды равна $\frac{8\pi}{3}\frac{Ne^4}{m^2}E$, где E — энергия первичного излучения, проходящего через кубический сантиметр, e — заряд, а m — масса корпускулы. Баркла показал, что в случае газов энергия рассеянного излучения всегда имеет постоянное отношение к энергии первичного излучения, независимо от природы лучей, т. е. являются ли они жесткими или мягкими; и, во-вторых, что рассеянная энергия пропорциональна массе газа. Первый из этих результатов подтверждает теорию, поскольку отношение энергии рассеянного излучения к энергии первичных лучей составляет $\frac{8\pi}{3}\frac{Ne^4}{m^2}$ и не зависит от природы лучей; второй результат показывает, что число корпускул на кубический сантиметр пропорционально массе газа: отсюда следует, что число корпускул в атоме пропорционально массе атома, т. е. атомному весу. Баркла измерил отношение энергии рассеянного излучения к энергии первичного излучения в случае воздуха и обнаружил, что оно равно 2.4×10^{-4}. Таким образом, для воздуха

$$\frac{8\pi}{3}\frac{Ne^4}{m^2} = 2.4 \times 10^{-4}. \tag{4.6}$$

Теперь $e/m = l.7 \times 10^7$ и $e = l.1 \times 10^{-20}$, следовательно, $Ne = 10$.

Но если n — количество молекул на кубический сантиметр, то $ne = 0,4$, следовательно,

$$N = 25n. \tag{4.7}$$

Из этого мы делаем вывод, что в каждой молекуле воздуха содержится 25 корпускул, и это указывает на то, что число корпускул в атоме равно атомной массе; поскольку рассеяние воздухом очень близко к рассеянию азотом, а 25, число корпускул в молекуле, выведенное из эксперимента Баркла, близко к 28, числу в каждой молекуле, если бы число в атоме было равно атомной массе.

3-й метод. Поглощение бета-лучей.

Мы рассматриваем поглощение бета-лучей как результат столкновений этих лучей с корпускулами, с которыми они сталкиваются на своем пути через поглощающее вещество. Если λ — коэффициент поглощения, то

$$\lambda = \frac{4\pi Ne^4}{m^2}\frac{V_0^4}{V^4}\log\left\{\frac{1}{2}\frac{aV^2}{V_0^2}\frac{m}{e} - 1\right\}, \tag{4.8}$$

где N — число корпускул на кубический сантиметр, V — скорость β-частиц, V_0 — скорость света, e — заряд корпускулы в электромагнитных единицах, m — масса корпускулы, и a — длина, сравнимая с расстоянием между корпускулами в атоме.

Вычисления показывают, что

$$n = \frac{M}{M'} \frac{1.4}{\log\left(\frac{mV^2}{V_0^2}\frac{a}{e^2} - 1\right)} \tag{4.9}$$

где M' — масса атома водорода.

Т.е., n имеет порядок что и $\frac{M}{M'}$ — атомный вес элемента.

Таким образом, все три совершенно разных метода приводят к результату, что число корпускул в атоме элемента составляет тот же порядок величины, что и атомная масса элемента; и из первого метода мы делаем вывод, что масса носителя единичного положительного заряда велика по сравнению с массой носителя единичного отрицательного заряда. Если предположить, что вся масса атома равна массе его заряженных частей, то e/m для положительного единичного заряда будет порядка 10^4.

⋮

4.3.5 Рассеяние быстро движущихся заряженных частиц

В 1910 г. Томсон опубликовал статью «Scattering of rapidly moving electrified particles» [297].

« Когда быстро движущиеся электризованные частицы проходят через вещество, каждая частица, проходя через атом вещества или возможно, даже проходя вблизи такого атома, отклоняется. Величина отклонения будет варьироваться в зависимости от способа столкновения частицы с атомом; однако будет существовать среднее значение отклонения, вызванного атомом, в направлении движения частицы, проходящей через него, и, рассматривая только эффекты, создаваемые большими скоплениями частиц, мы можем предположить, что траектория каждой частицы испытывает среднее отклонение. Направление этого отклонения вполне произвольно.

Рассмотрим теперь случай, когда большое количество частиц проходит через большое количество атомов, и рассмотрим, каким будет среднее отклонение частиц после того, как они пройдут через n атомов. Поскольку направление отклонений вполне произвольно, очевидно, что задача та же, что и задача нахождения среднего значения результирующей n смещений с произвольной фазой и постоянной амплитудой θ; если θ — среднее отклонение частицы, проходящей через атом. Это среднее значение известно (см. лорд Рэлей, «Теория звука», 2-е издание, том I, стр. 35) и равно $\sqrt{n}\theta$. Таким образом, если электризованные частицы — это корпускулы, движущиеся перпендикулярно через пластину толщиной t, то если на единицу объема пластины приходится N атомов, и если b — радиус атома, то число атомов,

пройденных частицей на пути через пластину, равно $\sqrt{N\pi b^2 t}$, и, следовательно, среднее значение отклонения, испытываемого частицей при прохождении через пластину, равно

$$\sqrt{N\pi b^2 t}\theta. \tag{4.10}$$

Это предполагает, что частица не отклоняется настолько сильно при прохождении через пластину, чтобы длина её пути существенно отличалась от t. Теперь перейдём к вычислению значения θ.

Если рассматривать атом как состоящий из N отрицательных корпускул и эквивалентного количества положительного электричества, то отклонение отрицательно заряженной частицы при прохождении через атом обусловлено двумя причинами: (1) отталкиванием со стороны корпускул, распределенных внутри атома, и (2) притяжением со стороны положительного электричества, содержащегося в атоме. Величина отклонения, вызванного второй причиной, зависит от того, распределено ли положительное электричество по всему объему атома равномерно или же оно разделено на равные части, каждая из которых занимает конечный объем, вероятно, значительно превышающий объем, занимаемый корпускулой.

Мы вычислим отклонения, обусловленные отрицательными и положительными зарядами, по отдельности. Сначала рассмотрим отклонение, вызванное корпускулами. ... Таким образом, θ_1 — среднее отклонение частицы, обусловленное корпускулами в атоме, — определяется уравнением

$$\theta_1 = \frac{16}{5}\frac{e^2}{mv^2}\sqrt{\frac{3N_0}{2}} \tag{4.11}$$

Рассмотрим теперь случай положительного электричества. Пусть ϕ_1 — среднее отклонение, возникающее, когда положительный заряд величиной $N_0 e$ (переносимый быстро движущимися заряженными частицами) равномерно распределен по сфере радиуса b; тогда нетрудно показать, что при малых значениях ϕ_1 эта величина определяется уравнением

$$\phi_1 = \frac{e^2}{mv^2}\frac{N_0}{b}\frac{\pi}{4} \tag{4.12}$$

Если положительное электричество состоит из определенных единиц θ_2, то среднее отклонение, обусловленное ими, определяется уравнением

$$\phi_2 = \frac{16}{5}\frac{e^2}{mv^2}\frac{1}{b}\sqrt{\frac{3N_0}{2}}\sqrt{1-(1-\frac{\pi}{8})\sigma^{1/3}} \tag{4.13}$$

где σ — отношение объема, занимаемого положительным электричеством, к объему атома. Среднее отклонение θ, обусловленное как отрицательными, так и положительными частицами, будет равно

$$(\theta_1^2+\phi_1^2)^{\frac{1}{2}} \text{ или } (\theta_1^2+\phi_2^2)^{\frac{1}{2}}$$

в зависимости от того, принимаем ли мы первую или вторую гипотезу.

Среднее отклонение при прохождении через тонкую пластину толщиной t выражается формулой (4.10), и, подставляя значения θ, мы получаем для этой величины

$$\phi_m = \frac{e^2}{mv^2}\{\frac{384}{25}N_0 + \frac{\pi^2}{16}N_0^2\}^{1/2}\sqrt{N\pi t} \tag{4.14}$$

если положительное электричество распределено равномерно; и

$$\phi_m = \frac{e^2}{mv^2}\{\frac{384}{25}N_0\{2-(1-\frac{\pi}{8})\sigma^{1/3}\}\}^{1/2}\sqrt{N\pi t} \tag{4.15}$$

если положительное электричество сосредоточено в малых отдельных единицах; при этом σ представляет собой отношение объема, занимаемого положительным электричеством, к объему атома.

Поскольку эти выражения не содержат никаких неизвестных величин, кроме N — числа корпускул в атоме, — они указывают на то, что эксперименты по рассеянию света очень тонкими пластинками дают простой метод определения числа корпускул в атоме.

Формулы (4.14) и (4.15) будут использованы в §4.5 «Опыты Краутера по рассеянию β-частиц» для анализа данных.

$\vdots$

Пусть $\lambda = \frac{1}{N\pi b^2}$ — средняя длина свободного пробега частицы ... Найдем траекторию частицы, движущейся таким образом, что ее отклонение равно среднему отклонению, соответствующему числу столкновений, претерпеваемых частицей; то есть, если ϕ — угол, на который отклоняется направление движения частицы, а n — число столкновений, претерпеваемых частицей

$$\phi = n\sqrt{\theta} \tag{4.16}$$

Если s — длина пути, пройденного частицей, λ — средняя длина свободного пробега $n = s/\lambda$, и $\phi^2 = s\theta^2/\lambda$.

Если x — расстояние, измеренное параллельно направлению проекции, пройденное частицей, то частица отклоняется под прямым углом к направлению проекции,

$$x = \frac{\lambda}{\theta^2}(\pi - 2). \tag{4.17}$$

В (4.17) величину $\frac{\lambda}{\theta^2}$ можно выразить через (4.15).

$$x = (\pi-2)\frac{m^2v^4}{e^4N\pi}\frac{25}{384N_0\{2-(1-\frac{\pi}{8})\sigma^{1/3}\}}. \tag{4.18}$$

Прии значениях $e/m = 5.1\times10^{17},\ e = 5\times10^{-10},\ v = 10^{10},\ N = 2.3\times10^{19}$,

$$x \approxeq (\pi-2)\frac{50}{N_0\{2-(1-\frac{\pi}{8})\sigma^{1/3}\}}. \tag{4.19}$$

Аугуст Беккер представил большое количество исследований с катодными лучами в диссертации «Messungen an Kathodenstrahlen» (Measurements on cathode rays) [416]. Он «установил, что катодные лучи, обладающие скоростью (4.19), проходят в кислороде путь длиной около .5 см, прежде чем число частиц, движущихся в первоначальном направлении, сократится вдвое.

Приняв $x = 1/2$, мы получаем для N_0 значение около 50; если бы число корпускул было равно атомной массе, то N_0 равнялось бы 16. Таким образом, эти эксперименты показывают, что число корпускул в атоме имеет тот же порядок величины, что и атомная масса; однако необходимо дождаться результатов экспериментов, проведенных по иной методике, прежде чем можно будет установить точное соотношение между числом корпускул и атомной массой.»

4.3.6 Резюме по публикациям по модели атома Томсона

В публикациях Томсона [293], [293] и [297] последовательно построена построена модель атома с системой колец отрицательных частиц и с положительными зарядами, распределёнными в объёме или на поверхности сферы.

Оценено число корпускул в атоме, показано, что это число имеет тот же порядок величины, что и атомная масса.

Также обсуждены эксперименты, которые могли проверить выводы теории, в частности по рассеянию быстрых частиц веществом.

Именно теория Томсона была первой по очереди на экспериментальной проверке. Перейдем к этим иследованиям.

4.4 Опыты Гейгера-Марсдена — первый этап

4.4.1 Предварительная характеристика исследований Гейгера-Марсдена

Эрнест Резерфорд возглавлял кафедру физики в Манчестерском университете 12 лет, с 1907 по 1919 гг. В этот период интернациональный коллектив совершил открытия, которые навсегда изменили представление человечества о строении материи и положили начало ядерной физике.

Одним из направлений работы было продолжение работ с α-частицами. С одной стороны, была окончательно выяснена их природа и заряд. С другой стороны, сами лучи стали инструментом исследования природы вещества, именно — строения атома.

Был проведён большой цикл методических исследований по поглощению частиц веществом и способам регистрации излучений — см. S3.3.6 и §3.3.7.

α-частицы оказались уникальным инструментом для изучения атома. При испускании радиоактивными атомами они имеют высокую энергию, и помимо этого, обладают большой массой и имеют электрический заряд.

Что касается экспериментальной части исследований, ей занимались в основном Гейгер и Марсден. Исследования рассеяния α-частиц заняли много лет: с 1908 по 1913 гг. [281]-[329]. Экспериментальный факт отражения на большие углы был впервые зарегистрирован в 1909 г. — см. рис. 4.6 [282]. Схема установки, которая в литературе называется «опыт Резерфорда» была найдена далеко не сразу, а только на этапе проверки предсказаний модели атома Резерфорда — см. §4.6, в 1913 г. [329].

4.4.2 Рассеяние α-частиц веществом 1908 г.

Первая работа цикла Гейгера «On the Scattering of the α-Particles by Matter» была опубликована в 1908 г. [281].

Она была посвящена экспериментам с использованием метода сцинтилляции для определения величины рассеяния α-частиц при прохождении через вещество.

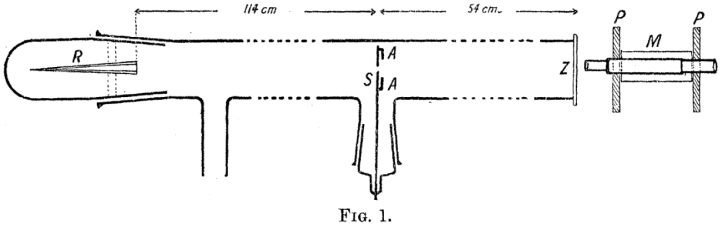


Fig. 1.

Рис. 4.3: Установка для изучения рассеяния α-частиц. Гейгер 1908 г. [281]

Установка представлена на рис. 4.3. Основная её часть состоит из стеклянной трубки длиной около 2 метров и диаметром примерно 4 см. Альфа-частицы от мощного, но небольшого источника, расположенного в точке R, проходили через узкую щель S и создавали изображение этой щели на фосфоресцирующем экране Z, который был приклеен к концу стеклянной трубки. Ширина щели составляла 0.9 мм, а ширина геометрического изображения на экране составляла около 2 мм, в зависимости от размеров и расстояния до источника.

Количество сцинтилляций в разных точках экрана подсчитывалось непосредственно с помощью подходящего микроскопа M с 50-кратным увеличе-

нием. Площадь экрана, видимая через микроскоп, составляла около 1 мм^2. Количество подсчитанных сцинтилляций варьировалось от двух или трех в минуту до примерно 80 в минуту. Что касается микроскопа и наиболее удобного метода подсчета сцинтилляций, использовались советы, данные Регенером [217]. Микроскоп был установлен на предметном стекле PP таким образом, чтобы можно было наблюдать сцинтилляции, возникающие на разных расстояниях от центра пучка. Фактическое положение микроскопа считывалось по миллиметровой шкале, закрепленной на предметном стекле.

Первые эксперименты проводились с радием C (изотоп висмута 214), осажденным на небольшом кусочке металла, в качестве источника α-лучей; однако вскоре стало очевидно, что из-за сравнительно высокой скорости его распада получить какие-либо определенные результаты невозможно. Чтобы избежать этой трудности, излучение от нескольких миллиграммов RaBr2 помещали под низким давлением в наклонную стеклянную трубку R, как показано на рисунке. Один конец этой трубки, внутренний диаметр которой составлял менее 2 мм, был герметично закрыт тонкой пластиной слюды, через которую α-частицы могли свободно выходить. Таким образом, был получен интенсивный источник с малой площадью поперечного сечения, и сцинтилляции на экране можно было легко подсчитывать в разных точках без каких-либо поправок на распад.

В хорошем вакууме сцинтилляции практически не наблюдались за пределами геометрического изображения щели. Но при небольшом количестве воздуха, попавшего в трубку, область, где наблюдались сцинтилляции, значительно увеличилась. Перемещая микроскоп вдоль всего экрана и подсчитывая количество сцинтилляций через определенные интервалы, обычно через каждый второй миллиметр, была получена кривая распределения α-частиц. Количество сцинтилляций было небольшим на самом краю экрана, но быстро увеличивалось по направлению к центру пучка.

На рисунке 4.4 показаны типичные примеры полученных кривых. Кривая A показывает распределение сцинтилляций в вакууме с угольным сорбентом. В этом случае также наблюдалось небольшое рассеяние, которое, вероятно, было вызвано последними следами воздуха в трубке. Вторая кривая B показывает эффект, если щель закрыта одним золотым листом. Область, в которой наблюдались сцинтилляции, была значительно шире, и разницу в распределении можно было легко заметить невооруженным глазом. Фактические измерения приведены на кривой B. Третья кривая C показывает совместный эффект двух золотых листов.

Описанные выше наблюдения дают прямые доказательства того, что происходит очень заметное рассеяние α-лучей при прохождении через вещество, будь то газообразное или твердое. Следует отметить, что некоторые α-частицы после прохождения через очень тонкие листы — тормозная способность одного листа соответствовала примерно 1 мм воздуха — отклоня-

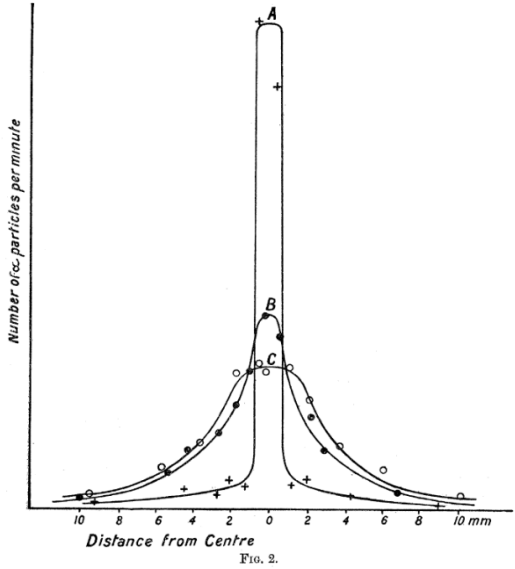


Рис. 4.4: Результаты измерений рассеяния α-частиц с различным числом фольг. Гейгер 1908 г. [281]

лись на довольно значительный угол.

4.4.3 Диффузное рассеяние α-частиц

На основе методики, апробированной в [281] Гейгер и Марсден выполнили исследования, опубликованные в статье 1909 г. «On a Diffuse Reflection of the α-Particles» [282].

В этой статье был приведён неожиданный факт: альфа-частицы, выпущенные по тонким металлическим фольгам (например, золоту), могут отклоняться под очень большими углами, вплоть до отражения более чем на 90 градусов. В литературе приводится комментарий Резерфорда этого явления как «эквивалент отскока 15-дюймового артиллерийского снаряда от тонкой бумаги.»

В развитии науки эта работа имела большое значение. На основе данных Гейгера и Марсдена Резерфорд развил планетарную модель атома — см. §4.6.

Для формирования представления о механизме этого эффекта были исследованы следующие три момента:
(I) Относительное количество отражения от различных металлов

(II) Относительное количество отражения от металла различной толщины
(III) Доля падающих α-частиц, которые отражаются.

На рис. 4.5 приведена краткая схема проведения измерений [282].

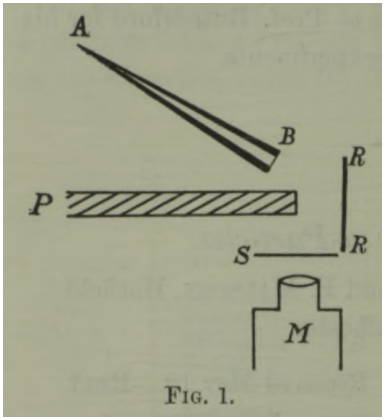


Рис. 4.5: Схема измерений. Гейгер-Марсден 1909 г. [282]

Экран из сульфида цинка S был закреплен за свинцовой пластиной P в таком положении, чтобы α-частицы не могли попадать на него напрямую. Когда отражатель был помещен в положение RR примерно в 1 см от конца трубки, сразу наблюдались сцинтилляции. Одновременно экран заметно становился ярче за счет отраженных α-частиц. С помощью микроскопа с малым увеличением подсчитывалось количество сцинтилляций в минуту на определенном квадратном миллиметре экрана для отражателей из разных материалов. Было обеспечено, чтобы разные отражатели всегда располагались точно в одном и том же положении. Конечно, следует ожидать, что количество α-частиц, отраженных от пластины, будет различным в разных направлениях, а также будет зависеть от угла падения. Однако в нашей установке существенной разницы для разных углов обнаружено не было. Это объясняется тем, что, из-за необходимости располагать трубку очень близко к отражателю, угол падения сильно менялся. Исследование изменения эффекта в зависимости от углов падения и выхода потребовало бы параллельного и очень интенсивного источника однородных α-лучей, что, однако, нелегко осуществить.

С помощью описанной схемы были проведены пп. (I) и (II), указанные в начале статьи.

В следующей таблице в столбце 3 приведено количество сцинтилляций, наблюдаемых в минуту; в столбце 4 рассчитано отношение к атомной массе, и

видно, что это отношение уменьшается с уменьшением атомной массы. Случай свинца, по-видимому, является исключением, что может быть связано с незначительными примесями в свинце.

Metal	Atomic weight, A	Number of scintillations per minute, Z	A/Z
Lead	207	62	30
Gold	197	67	34
Platinum	195	63	33
Tin	119	34	28
Silver	108	27	25
Copper	64	14.5	23
Iron	56	10.2	18.5
Aluminium	27	3.4	12.5

Таблица 4.2: Рассеяние α-частиц на различных металлах. Гейгер-Марсден 1909 г. [282]

Перейдем к эксперименту, который оказал огромное влияние на развитие науки.

«(III) В следующем эксперименте была поставлена цель оценить общее количество отраженных частиц. Для этой цели эманационная трубка, использованная в предыдущих экспериментах, оказалась непригодной, во-первых, из-за сложности правильного определения количества α-частиц, выходящих из трубки; и, во-вторых, из-за различных диапазонов α-частиц от трех продуктов: эманации, радия A и радия C. Следовательно, в качестве источника излучения был использован радий C, нанесенный на пластину малых размеров. Схема, изображенная на рис. 3, была такова, что α-частицы с пластины A падали на платиновый отражатель R площадью около 1 квадратного сантиметра под средним углом 90°. Отраженные частицы подсчитывались в разных точках экрана S.

Количество Ra C, осажденного на пластинке, определяли по его γ-лучевой активности. Предполагая, что на рис. 4.6 из количества Ra C, эквивалентного 1 грамму Ra, выбрасывается в секунду 3.4×10^{10} частиц [221], определялось число α-частиц, выбрасываемых в секунду из активной пластины. Число частиц, падающих на платиновый отражатель, легко вычислялось, исходя из известного расстояния и площади. Для определения общего числа отраженных частиц предполагалось, что они равномерно распределены вокруг полусферы с центром в середине отражателя.»

Наконец, авторы сообщают наиболее важный результат: Три различных определения показали, что

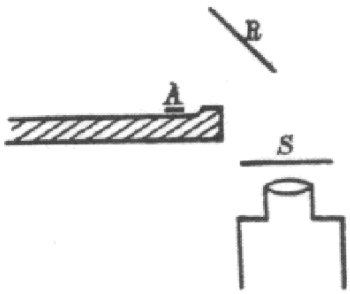


Fig. 3.

Рис. 4.6: Схема измерений с отражением α-частиц от платиновой пластины. Гейгер-Марсден 1909 г. [282]

из падающих α-частиц примерно 1 из 8000 отражалось при описанных условиях.

Специальный эксперимент, проведенный при низком давлении, показал, что в случае скользящего падения число частиц, отраженных под очень малым углом к отражателю, значительно превышает число, рассчитанное по приведенному выше соотношению. Это тангенциальное рассеяние имеет существенное значение в некоторых экспериментах; например, если α-частицы от радиоактивного источника испускаются вдоль стеклянной трубки значительной длины, условия очень благоприятны для этого эффекта.

Число сцинтилляций, подсчитанных на экране, примыкающем к другому концу трубки, состоит не только из частиц, непосредственно попадающих на экран, но и из тех, которые отразились от стеклянных стенок трубки. Поправка на последний эффект может быть значительной и еще большей в случае металлической трубки. В экспериментах Резерфорда и Гейгера « An Electrical Method of Counting the Number of Alpha Particles from Radioactive Substances» 1908 г. [208] (см. §3.3.7) этот эффект не влиял на конечный результат, поскольку конструкция была такова, что отраженные частицы не попадали в отверстие ионизационной камеры благодаря узкому сужению запорного крана.

4.4.4 Рассеяние α-частиц веществом 1910 г.

В 1910 г. Гейгер опубликовал результаты тщательного исследования рассеяния α-частиц веществом «The Scattering of the α-Particles by Matter» [287].

« В предварительной заметке «On the Scattering of the α-Particles by Matter» [281] 1908 г. по указанной выше теме были описаны эксперименты,

которые дали прямые доказательства рассеяния α-частиц.

Явление рассеяния α-частиц впервые наблюдал Резерфорд в 1906 г. «On the retardation of the alpha particle from radium in passing through matter. Philosophical Magazine» [230] и позже это обсуждалось Кучерой и Машеком, а также У. Брэггом, Л. Мейтнер и Е. Мейером.

В этих экспериментах мощный источник α-излучения был помещен на одном конце длинной трубки с вытяжным отверстием, и α-частицы, пройдя через узкую щель, падали на экран из сульфида цинка, прикрепленный к другому концу трубки. Когда давление внутри трубки было очень низким, узкая линия сцинтилляций, которая отмечала место падения α-частиц на экран, была четко выражена, но когда лучи на пути к экрану проходили через газ или через тонкие металлические фольги, края этой линии сцинтилляций становились нечеткими.

Величину рассеяния можно оценить для различных пленок, поместив их на пути лучей и отметив распределение сцинтилляций на экране. Настоящее исследование было проведено с целью получения количественного измерения рассеяния путем определения *наиболее вероятного угла*, на который поворачивается α-частица определенного радиуса при прохождении через заданную толщину вещества. Основные исследуемые вопросы:

(1) Определение величины рассеяния, производимого в различных толщинах одного и того же материала.

(2) Сравнение величин рассеяния, производимого в различных материалах.

(3) Связь между скоростью α-частиц и величиной их рассеяния.

Экспериментальная установка

«Поскольку количество рассеиваемых α-частиц сравнительно мало, точные измерения можно было получить только описанным выше способом, используя *очень узкий пучок* α-частиц. Следовательно, было необходимо использовать очень малый и интенсивный источник. В более ранних экспериментах излучающий источник представлял собой короткую стеклянную трубку, конической формы с одного конца и плотно закрытую с другого конца очень тонким листом слюды. Трубка была заполнена излучением радия, и α-частицы, выбрасываемые из нее и ее активного осадка, могли легко проходить через слюдяное окно. Хотя этот источник удовлетворял условиям интенсивности и узкости, он не подходил для количественных измерений, поскольку его излучение было неоднородным, во-первых, из-за различных продуктов α-излучения, присутствующих, и, во-вторых, из-за поглощения газом внутри трубки.

По этим причинам источник излучения был модифицирован таким образом, который будет понятен из рис. 1. Коническая стеклянная трубка A (диаметром менее 2 мм на более широком конце) была герметично соединена

узким концом со стеклянной трубкой с очень тонким внутренним диаметром, ведущей к колбе B. Количество излучения радия, соответствующее примерно 50 миллиграммам RaBr2, которое было частично очищено методами, разработанными профессором Резерфордом («Phil. Mag.», том 10, стр. 300, 1908 г.), вводилось в отработанную колбу B через кран K. Затем все излучение сжималось в конической трубке с помощью ртути. В ходе этого процесса давление увеличивалось, обычно становясь почти атмосферным. Через три часа активный осадок, образовавшийся из излучения на стенках конической трубки, достиг почти своего максимального значения. На этом этапе излучение снова расширялось в колбу B.

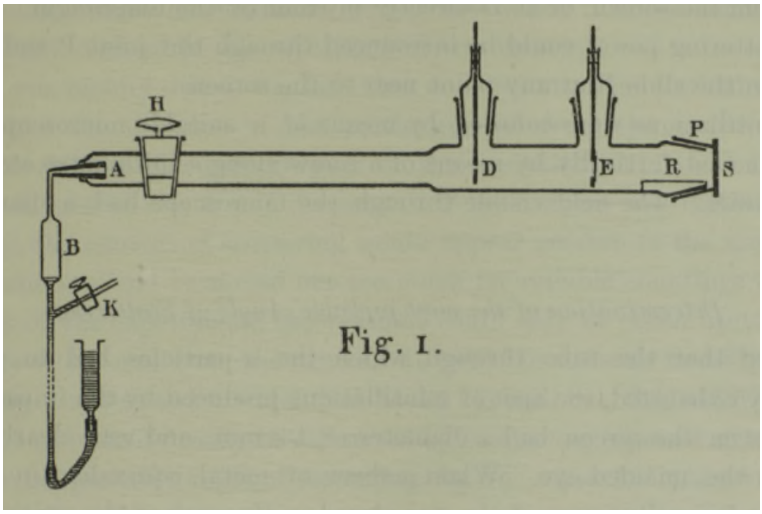


Рис. 4.7: Схема измерений рассеяния α-частиц. Гейгер 1910 г. [285]

Поскольку объем колбы B примерно в 200 раз превышал объем конической трубки, давление при расширении снизилось до менее чем 4 мм, а количество α-излучения от эманации, оставшейся в A, было пренебрежимо малым по сравнению с излучением от активного осадка, присутствующего на стенках. Через пятнадцать минут после расширения эманации первый продукт активного осадка, а именно радий A, распался до незначительного значения, и все α-излучение, проходящее через окно, стало однородным, состоящим только из α-частиц, выброшенных из радия C (изотоп висмута 214). Это излучение распадается до половины своего значения примерно за один час, но поскольку закон распада известен с достаточной точностью, поправки можно было легко внести для измерений, проведенных в разное время

после расширения.

Небольшая часть α-частиц, испускаемых источником A, проходила через узкое круглое отверстие D (диаметром менее 1 мм) и создавала светящееся пятно сцинтилляций на экране из сульфида цинка S. Рассеивающие фольги можно было вывести на путь лучей либо в точке E на расстоянии 13 см от экрана, либо в точке D непосредственно перед диафрагмой. Фольги с большей рассеивающей способностью можно было ввести через соединение P и закрепить в положении на предметном стекле R в любой точке вблизи экрана.

Сцинтилляции подсчитывались с помощью подходящего микроскопа, который мог перемещаться вертикально с помощью винта вдоль миллиметровой шкалы, снабженной верньером. Поле зрения микроскопа имело диаметр 1.1 мм.

Определение наиболее вероятного угла рассеяния

При условии, что трубка, через которую должны были проходить α-частицы, была полностью заполнена, пятно сцинтилляций, образованное ударом α-частиц о экран, имело диаметр 1.2 мм и было отчетливо видно даже невооруженным глазом. Когда металлический лист, обладающий тормозящей способностью, эквивалентной нескольким миллиметрам воздуха, помещали на пути лучей в точке, близкой к экрану, яркость пятна сцинтилляций оставалась практически неизмененной. Но когда тот же лист помещали на большем расстоянии от экрана, скажем, в точке D (рис. 4.7), яркое пятно исчезало полностью, и сцинтилляции распределялись по гораздо большей площади, чем ранее. ...

Численные результаты, полученные для 35 золотых фольг, приведены в таблице 4.3.

1.	2	3.	4.	5.
Distance r from centre in mm	Time of observation in after expansion	Number n of scintillations per minute		$2\pi rn$
		Observed	Corrected for decay	
4.6	7	3.3	3.4	98
3.6	16	8.5	9.4	212
2.6	24	16.1	19.4	316
1.6	38	22.1	33.0	330
0.8	49	27.2	49.3	247
(centre)	58	25.2	55.0	55

Whole number of scintillations counted in this experiment = 803

Таблица 4.3: Данные по числу сцинтилляций альфа-частиц. Гейгер 1910 г. [285]

На рис. 4.8 представлены данные по числу сцинтилляций.

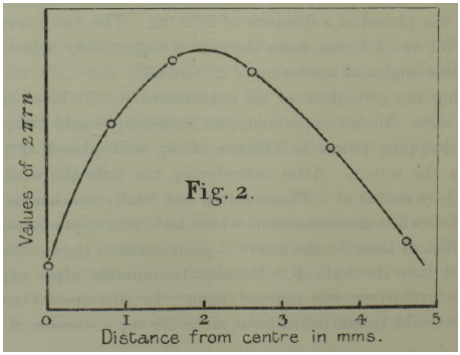


Рис. 4.8: График числа рассеяных α-частиц как функции расстояния от центра. Гейгер 1910 г. [285]

Максимум кривой, который находится на расстоянии 2 мм от центра, соответствует наиболее вероятному отклонению. Поскольку расстояние от рассеивающей фольги до экрана составляло 1,64 см, наиболее вероятный угол, на который поворачивались α-частицы при прохождении через 35 золотых фольг, составлял около 7°.

Средний угол, на который поворачивается α-частица, будет несколько больше, чем наиболее вероятный угол. В дальнейшем всегда будет использоваться ссылка на наиболее вероятный угол, определение которого можно получить с большей точностью, чем определение среднего угла, которое включает определение площади кривой. Однако, поскольку кривые распределения, найденные для разных металлов и различной толщины, были похожи по форме, представляется вероятным, что отношение между средним и наиболее вероятным углом одинаково во всех случаях.

Рассеяние, возникающее при наличии материалов различной толщины.

Как и в описанном выше эксперименте, наиболее вероятный угол, на который были повернуты α-частицы, измерялся для различной толщины золота. Золото оказалось наиболее подходящим веществом для таких сравнительных измерений, поскольку его можно получить в виде очень тонких и однородных фольг, и, кроме того, его рассеивающая способность выше, чем у любого другого доступного материала. Использовались два разных типа золотой фольги: более тонкая фольга соответствовала 0.038 см воздуха, более толстая — 0.108 см.

Некоторые из кривых вероятности показаны на рис. 4.9 после уменьшения их масштаба до такого, чтобы их площади были равны. Это уменьшение было необходимо, поскольку общая интенсивность излучения была неодинаковой в разных экспериментах.

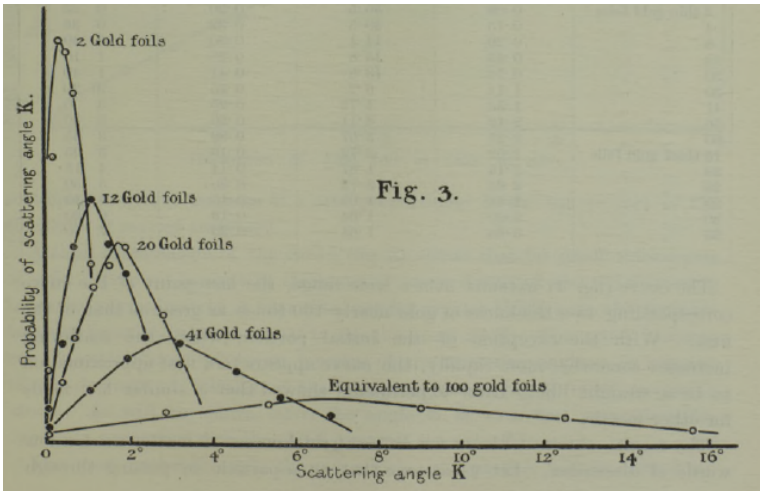


Рис. 4.9: Графики вероятности рассеяния α-частиц на золотых фольгах разной толщины. Гейгер 1910 г. [285]

Кривая, связывающая вероятный угол рассеяния с толщиной золота, через которую должны были пройтиα-частицы, показана на рис. 4. Значения, полученные для тонких золотых фольг, обозначены кружками, а для толстых — точками. Толстые золотые фольги были не такими однородными, как тонкие, что, вероятно, является причиной того, что точки, полученные для толстых золотых фольг, расположены немного выше, чем соответствующие точки для тонких фольг.

Кривая (рис. 4.10) простирается на широкий диапазон, причем последняя точка кривой соответствует толщине золота, почти в 100 раз большей, чем первая. За исключением начального участка, где рассеяние увеличивается несколько быстрее, кривая в первом приближении выглядит прямой линией. Более поздние эксперименты показали, что аналогичный закон справедлив для других металлов.

Полученные выше результаты для различной толщины вещества требуют нескольких слов обсуждения. Предположим, чтоα-частица, проходя через каждый атом, отклоняется от своей траектории на небольшой постоянный угол. Поскольку угол отклонения может иметь любую ориентацию, резуль-

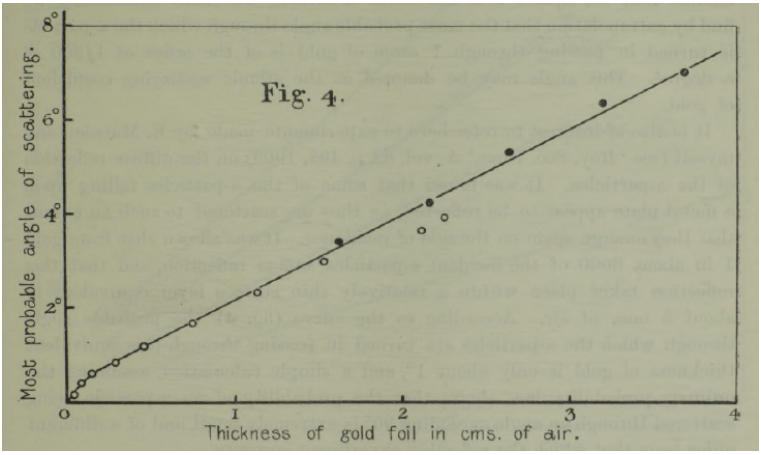


Рис. 4.10: Наиболее вероятный угол рассеяния α-частиц на золотых фольгах разной толщины. Гейгер 1910 г. [285]

тирующее отклонение такойα-частицы после прохождения через n атомов может иметь любое значение от нуля до $n \times w$. Теперь, если бы большое количествоα-частиц прошло через n атомов, и для каждой из них был бы измерен результирующий угол, то существовало бы одно значение, которое встречалось бы чаще, чем любое другое.

В своей «Теории звука», стр. 39 [286] лорд Рэлей рассматривает связанную с ней проблему, а именно композицию единичных векторов, направления которых случайны. Применяя приведенные там выводы к нашему случаю, следует, что наиболее вероятное отклонение изменяется как квадратный корень из числа пройденных атомов. Другими словами, наиболее вероятный угол рассеяния должен увеличиваться со скоростью, пропорциональной квадратному корню из толщины пройденного вещества.

Тщательное изучение кривой (рис. 4.10) показывает, что при малых толщинах золота (до эквивалентной толщины около 5 мм воздуха) рассеяние увеличивается приблизительно с той же скоростью, но при больших толщинах увеличение становится практически пропорциональным самой толщине. Это быстрое увеличение можно объяснить увеличением угла рассеяния w из-за уменьшения скоростиα-частицы при прохождении через последовательные атомы. Как будет показано позже, угол w в первом приближении обратно пропорционален третьей степени скорости. Наиболее вероятный угол, на которыйα-частица будет повернута при прохождении через слой золота, эквивалентный 1 см воздуха, составляет 2°. Этот угол, который дает нам

прямое представление о рассеивающей способности, можно обозначить как коэффициент рассеяния. Следует ожидать, что этот коэффициент будет изменяться в зависимости от материала, а также будет зависеть от скорости α-частиц. Эксперименты в этом направлении будут описаны в двух следующих разделах данной статьи.

Экстраполируя нашу кривую (рис. 4.10), мы можем оценить наиболее вероятный угол, на который поворачивается α-частица при столкновении с одним атомом. Принимая диаметр атома равным 2×10^{-8} см, число атомов, через которые он пройдет, проникая через золотую фольгу фактической толщиной 8.6×10^{-6} см, составит около 160. Если предположить, что закон квадратного корня точно выполняется для малых толщин, мы экстраполируем, что наиболее вероятный угол, на который поворачиваетсяα-частица при прохождении через 1 атом золота, составляет порядка 1/200 градуса. Этот угол можно обозначить как атомный коэффициент рассеяния золота.

Здесь также интересно упомянуть эксперименты, проведенные Э. Марсденом и мной [282] по диффузному отражению α-частиц. Было обнаружено, что некоторыеα-частицы, падающие на металлическую пластину, отражаются, то есть они снова появляются на стороне падения. Было показано, что от золота 1 из примерно 8000 падающихα-частиц претерпевает отражение, и что это отражение происходит в относительно тонком поверхностном слое, эквивалентном примерно 5 мм воздуха. Согласно кривой (рис. 4.10), вероятный угол, на который поворачиваютсяα-частицы при прохождении через эквивалентную толщину золота, составляет всего около 1°, и простой расчет, предполагающий обычный закон вероятности, показывает, что вероятность рассеянияα-частицы под углом, превышающим 90°, чрезвычайно мала и имеет другой порядок, чем тот, который предполагает эксперимент с отражением.

В настоящее время не представляется целесообразным обсуждать предположение, которое можно было бы сделать для объяснения этой разницы.

Сравнение величины рассеяния, производимого в разных металлах

Представлялось интересным расширить измерения на другие металлы, чтобы сравнить их относительную рассеивающую способность. Поскольку тонкие и однородные листы можно было получить только из золота, олова, серебра, меди и алюминия, эксперименты были ограничены этими металлами. За исключением олова, которое было доступно только в одной толщине, эквивалентной 2.12 см воздуха, измерения проводились для нескольких толщин каждого металла. Наиболее вероятные углы рассеяния, полученные для разных металлов из максимумов на кривых распределения, показаны на рис. 4.11 в зависимости от соответствующей тормозной способности. Точки, при-

надлежащие одному и тому же металлу, лежат приблизительно на прямых линиях, которые, по-видимому, пересекают отрицательную ось X на почти одинаковом расстоянии от начала координат. Таким образом, закон, который дает наиболее вероятный угол рассеяния для различной толщины вещества, по-видимому, одинаков для разных металлов.

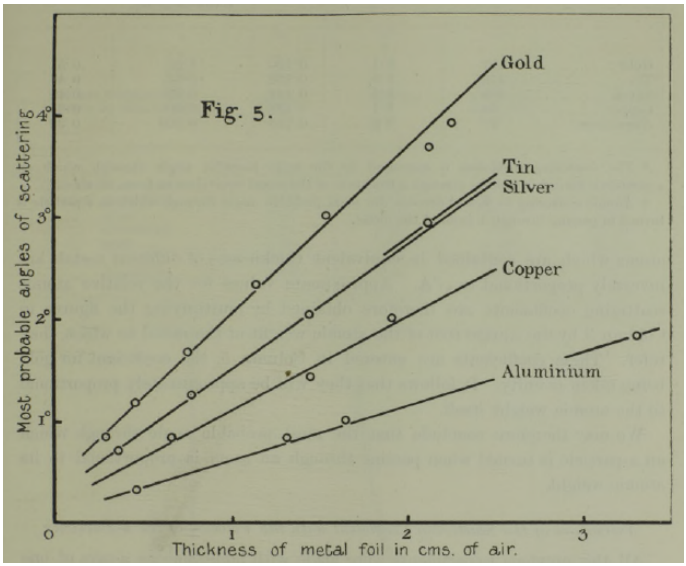


Рис. 4.11: Наиболее вероятный угол рассеяния α-частиц на фольгах разных металлов. Гейгер 1910 г. [285]

Наиболее вероятный угол, на который поворачивается частица при прохождении через слой, эквивалентный 1 см воздуха, был определен выше как коэффициент рассеяния для рассматриваемого материала. Эти коэффициенты, взятые из кривых (рис. 5), внесены в столбец 3 следующей таблицы. Их отношение к квадратному корню из атомной массы приблизительно постоянно (см. столбец 4).

Помня, что коэффициенты относятся к эквивалентным толщинам рассеивающих металлов, этот результат можно сформулировать несколько яснее из следующих соображений. Эксперименты Брэгга и Климана [194] показали, что тормозная способность атома с атомной массой пропорциональна $\sqrt{A}$. Следовательно, количество атомов, содержащихся в эквивалентных толщинах различных металлов, обратно пропорционально $\sqrt{A}$. Приблизительные значения относительных атомных коэффициентов рассеяния получаются пу-

1.	2.	3.	4.	5.	6.
Scattering material.	Atomic weight, A.	Scattering coefficient, K	$K/\sqrt{A}$	Relative atomic scattering coefficient, K_0.	$\frac{K_0}{A} \times 10^2$
Gold	197	2.1	0.150	1.00	0.51
Tin	119	1.5	0.138	0.56	0.47
Silver	108	1.5	0.144	0.53	0.49
Copper	64	1.1	0.138	0.30	0-47
Aluminium	27	0.6	0.115	0.106	0.39

Таблица 4.4: Данные по рассеянию альфа-частиц на различных металлах. Гейгер 1910 г. [285]

тем умножения значений в столбце 3 на квадратный корень из атомной массы металла, к которому они относятся. Эти коэффициенты вносятся в столбец 5, при этом коэффициент для золота принимается за единицу. Отсюда следует, что они будут приблизительно пропорциональны самой атомной массе.

Таким образом, мы можем заключить, что наиболее вероятный угол, на который поворачивается α-частица при прохождении через атом, пропорционален ее атомной массе.

Изменение коэффициента рассеяния в зависимости от скорости α-частиц

Все предыдущие эксперименты проводились с однородными α-лучами одной определенной скорости. В последующей серии экспериментов скорость α-частиц варьировалась максимально, при этом в каждом эксперименте для рассеяния α-частиц использовалась одна и та же тонкая золотая фольга. Скорость α-частиц уменьшалась путем размещения на их пути листов слюды или алюминия с известной тормозной способностью. Эти листы размещались непосредственно перед слюдяным окном излучающего источника. Затем определялись кривые распределения сцинтилляций на экране тем же способом, что и раньше.

В таблице 4.5 в столбце 2 указан пробег, который α-частицы все еще имели после прохождения через поглощающий экран, а в столбце 3 — их соответствующие скорости, выраженные через начальную скорость α-частиц радия С. Наблюдаемые вероятные углы рассеяния, которые показаны в столбце 4, дают относительные коэффициенты рассеяния для различных скоростей α-частицы. Кривая (рис. f:1910 Geiger Fig 6) показывает быстрое увеличение коэффициента рассеяния с уменьшением скорости α-частицы.

Хотя точность коэффициентов, полученных для низких скоростей, по-

1.	2.	3.	4.	5.
Sheets interposed in addition to mica window.	Range.	Velocity, V.	Relative scattering coefficient, K	$K \times V^3$
(Mica window alone)	5.60	0.92	0.15	0.12
Sheet of aluminium	4.00	0.82	0.18	0.10
„ mica	3.40	0.78	0.18	0.08
„ aluminium	2.21	0.67	0.35	0.11
„ mica	2.21	0.67	0.38	0.11
» »	1.20	0.55	0.75	0.12
„ aluminium	0.89	0.48	1.27	0.14

Таблица 4.5: Относительное рассеяние в зависимости от скорости α-частиц. Гейгер 1910 г. [285]

страдала из-за трудностей подсчета сцинтилляций в таких условиях, может быть интересно отметить, что коэффициент, по-видимому, обратно пропорционален третьей степени скорости. Это демонстрируется отношениями, приведенными в таблице в столбце 5.

Этот быстрый рост коэффициента рассеяния с уменьшением скорости свидетельствует о том, что рассеяние играет важную роль в кажущейся остановке α-частиц на конце их пробега.

Результаты

Во всех вышеописанных экспериментах рассеяние измерялось по наиболее вероятному углу, на который поворачивалась α-частица при прохождении через исследуемую рассеивающую фольгу.

(1) Наиболее вероятный угол рассеяния увеличивается при малых толщинах приблизительно пропорционально квадратному корню из толщины вещества, пройденного α-частицей. При больших толщинах угол рассеяния увеличивается быстрее.

(2) Вероятный угол, на который поворачивается α-частица при прохождении через атом, пропорционален его атомной массе. Фактическое значение этого угла в случае золота составляет около 1/200 градуса.

(3) Наиболее вероятный угол рассеяния быстро увеличивается с уменьшением скорости α-частицы, будучи, в первом приближении, обратно пропорционален третьей степени скорости.

Последний результат получил название *закон Гейгера для пробега α-частиц.* См. далее §4.8.1.

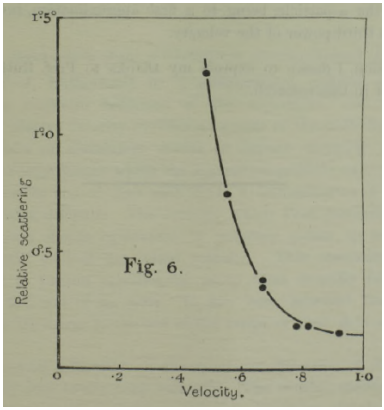


Рис. 4.12: Относительное рассеяние в зависимости от скорости α-частиц. Гейгер 1910 г. [285]

4.5 Опыты Краутера по рассеянию β-частиц

Джеймс Арнольд Краутер провёл большую серию экспериментов, в частности, [298], [299], [302], по рассеянию бета-частиц и рентгеновских лучей. Им была тщательно разработана *методика узких пучков*. Он усовершенствовал экспериментальную базу, внедрив использование тончайших металлических фольг и узконаправленных пучков излучения. Это позволило перейти от простого измерения поглощения радиации к анализу интенсивности частиц в зависимости от угла рассеяния.

В статье 1910 г. «On the Scattering of Homogeneous β-Rays and the Number of Electrons in the Atom» [302] Краутер пишет:

«Предмет передачи β-лучей через вещество время от времени привлекал значительное внимание. Помимо многих внутренних интересов, связанные с этим проблемы имеют большое теоретическое значение. Вследствие высокой скорости β-лучей, столкновения имеют место не со всем атомом, а его составляющими, так что мы можем получить значительную информацию о составе атома.

До недавнего времени считалось, что явления, связанные с поглощением β-лучей, очень просты. Ранее было показано, что β-лучи от одного радиоактивного вещества, такого как уран X, например, были поглощены легкими веществами, такими как алюминий, согласно экспоненциальному закону. Для более тяжелых элементов, таких как олово или платина, кривая поглощения

при первом нисходящем движении была значительно круче, чем истинная экспоненциальная, но в конечном итоге стала экспоненциальной после прохождения луча через небольшую толщину поглощающего материала. Этот закон был проверен на большом количестве элементов и соединений автором [298] и с высокой степенью точности для нескольких веществ Н.Р. Кэмпбеллом [305].

la te r. Таким образом, тот факт, что данный пучок лучей поглощался в соответствии с экспоненциальным законом, рассматривался как доказательство того, что лучи были однородными, щедрыми и, кроме того, что их скорость существенно не изменялась во время их прохождения через поглощающий материал. Однако совсем недавно В. Вилсон опубликовал результаты [300], которые вызвали некоторые сомнения в отношении обоих этих выводов. Вместо работы с β-лучами от одного радиоактивного вещества, он использовал смешанный пучок лучей от радиуса, применяя магнитное поле для сортировки их на ряд почти однородных пучков.

Затем он обнаружил, что поглощение «однородных» лучей, таким образом, не подчинялось экспоненциальному закону, но лучше всего могло быть представлено линейной зависимостью. Как мы увидим позже, эта линейная зависимость не является строго верной, кривая поглощения для такого вещества, как алюминий, имеющего в действительности две точки перегиба. Мы вернемся к этому вопросу позже.

В той же статье Вилсон также дал результаты, предполагающие, что бета-лучи теряют скорость при прохождении через поглощающую среду. Этот момент был исследован нынешним автором, который обнаружил путем прямых измерений скорости лучей до и после передачи через поглощающие листы, что небольшая, но отчетливая потеря скорости происходит, и аналогичные результаты были зафиксированы совсем недавно самим Вилсоном.

⋮

В предыдущей статье [299] я показал, что поглощение параллельным пучком β-лучей можно удобно разделить на два этапа: во-первых, рассеяние или диффузия пучка, и, во-вторых, более постепенное поглощение диффузных лучей. Не принимая во внимание, действительно ли эти два явления различны или же они не являются всего лишь двумя различными выражениями одного и того же явления, мы можем рассматривать это как экспериментальный факт, что параллельный пучок β-лучей значительно рассеян в толще материала. слишком мал, чтобы производить любое применимое поглощение в однородно рассеянном пучке. Поэтому будет удобно рассматривать два явления отдельно. »

[300]

4.5.1 Теория рассеяния

«Профессор Дж. Дж. Томсон [297] §4.3.5 совсем недавно опубликовал теоретическое решение задачи о рассеянии быстро движущихся заряженных частиц. Для полного ознакомления с исследованием следует обратиться к оригинальной работе. Здесь же мы приведем лишь те сведения, которые необходимы для целей настоящей статьи.

При прохождении β-частицы через атом вещества она отклоняется. Величина этого отклонения, разумеется, зависит от того, как именно частица сталкивается с атомом. Однако существует среднее значение такого отклонения, и, если рассматривать лишь эффекты, обусловленные большим числом β-частиц, можно считать, что каждая частица претерпевает отклонение, равное среднему. Поскольку направление отклонения произвольно, задача сводится к нахождению среднего значения результирующей величины для n смещений с произвольной фазой и постоянной амплитудой θ. Известно, что это значение равно $\sqrt{n}\theta$. Таким образом, если N — число атомов в единице объема, b — радиус атома, а θ — среднее отклонение β-частицы, вызванное одним атомом, то среднее значение отклонения частицы при прохождении через пластину толщиной t составит $\sqrt{N\pi b^2 t}\theta$. Обозначив этот угол как φ_m, получим для любого конкретного вещества

$$\phi_m/\sqrt{t} = \text{constant}.$$

Если ϕ — заданный угол, то вероятность того, что отклонение превысит ϕ, равна $e^{-\phi^2/n\theta^2}$ или $e^{-\phi^2/ct\theta^2}$, где c — константа, поскольку n прямо пропорционально толщине t. Таким образом, если t_m — толщина, при которой эта вероятность равна одной второй, то имеем

$$e^{-\phi^2/ct\theta^2} = \frac{1}{2}, \quad (a)$$

или

$$\phi_m/\sqrt{t} = \theta\sqrt{e\log_e 2} \tag{4.20}$$

которая постоянна для любого заданного поглощающего вещества.

Вероятность того, что отклонение меньше ϕ, равна $(1-e^{-\phi^2/ct\theta^2})$ то есть,

$$1 - e^{k/t} \tag{4.21}$$

где k — постоянная величина для любого заданного значения ϕ. Обе эти зависимости легко поддаются экспериментальной проверке.

Для расчета величины θ атом рассматривается как система, состоящая из N_0 отрицательных корпускул и эквивалентного количества положительного электрического заряда.

Таким образом, отклонение β-частицы будет обусловлено двумя причинами:

(1) отталкиванием со стороны отрицательных корпускул, распределенных в атоме; и
(2) притяжением со стороны положительного электрического заряда.

Отклонение, вызванное последним фактором, зависит от того, распределено ли положительное электричество равномерно по всему объему атома или же оно разделено на малые дискретные единицы. Профессор Томсон рассматривает каждое из этих предположений отдельно. Здесь достаточно привести полученные им результаты. Он установил (§4.3.5), что среднее отклонение ϕ_m, возникающее при прохождении через тонкую пластинку толщиной t, описывается формулой (4.14), если положительное электричество распределено равномерно, и формулой (4.15), если оно сосредоточено в малых отдельных единицах; при этом σ представляет собой отношение объема, занимаемого положительным электричеством, к объему атома.

Основной целью данных экспериментов была максимально полная проверка соответствия вышеуказанных зависимостей экспериментальным данным и, в случае удовлетворительного совпадения, определение величины N_0 — числа корпускул в атоме — для ряда различных элементов.»

4.5.2 Детали эксперимента

« Прежде чем приступить к описанию полученных результатов, необходимо сначала кратко описать использованные экспериментальные методы.

Источником β-излучения был образец примерно из 30 миллиграммов бромида радия, находящегося в радиоактивном равновесии, заключенный в небольшую стеклянную трубку. Было установлено, что это β-излучение дает непрерывный диапазон скоростей от $2,35 \times 10^{10}$ до $2,92 \times 10^{10}$ см в секунду. Эти лучи были рассортированы на пучки лучей, имеющих почти одинаковую скорость, с помощью магнитного поля.

Здесь, возможно, уместно указать на ограничения *метода магнитного отклонения*, особенно потому, что они, по-видимому, не были достаточно понятны некоторым предыдущим пользователям этого метода. Различные экраны расположены, как показано на рис. 4.13 — Fig 1, для обозначения круговой траектории ACB, и магнитное поле прикладывается под прямым углом к плоскости бумаги. Путем соответствующей регулировки силы этого поля, система ввода лучей A может быть настроена таким образом, чтобы проследить путь ACB и выйти через B в подходящий измерительный сосуд. Однако, если отверстие имеет конечный размер, как это всегда должно быть на практике, путь ACB — не единственный возможный путь для прохождения лучей, чтобы пройти через отверстие B. Небольшое рассмотрение покажет, что лучи однородной скорости, если они входят в поле косо, могут передаваться через систему по таким траекториям как abc или $a'b'c'$, даже когда поле слишком сильное или слишком слабое, чтобы отклонить лучи

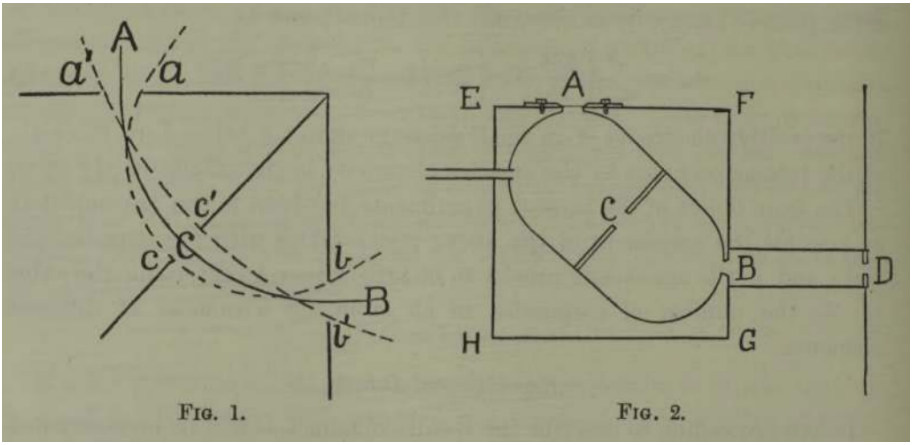


Рис. 4.13: Геометрия установки Краутера для исследования β-лучей. Краутер 1910 г. [302]

вдоль траектории ACB.

Таким образом, даже если лучи изначально имеют одинаковую форму, будет существовать определенный диапазон напряженности поля, для которого некоторые лучи могут проходить через систему. Напротив, если лучи неоднородны, начиная с того, что если, например, мы имеем дело со всеми *beta*-лучами от радия — тогда для каждого магнитного поля будет узкий диапазон скоростей, которыми *beta*-лучи могут обладать и при этом проходить через систему. Если размер используемой апертуры не слишком мал по сравнению с радиусом траектории, то диапазон скоростей будет очень большим, и возникающий пучок будет далёк от однородного. Поэтому важно, чтобы отверстия были как можно меньше. С другой стороны, поскольку количество *beta*-лучей, которые могут быть облучены через заданную область любым радиоактивным веществом, ограничено, размер апертур в конечном итоге определяется чувствительностью измерительной установки.

Ещё один важный момент, который следует отметить, — это возможное рассеяние лучей во время их прохождения через воздух. Некоторые предварительные эксперименты, проведенные для проверки этого вопроса [301], показали, что если траектория лучей была достаточно длинной, скажем, даже 4 или 5 см, то рассеяние лучей в воздухе было очень значительным. Для обеспечения однородности передающихся лучей и, что еще важнее, для получения параллельного луча, что было необходимо для настоящих экспериментов, было необходимо выполнить всю операцию отклонения лучей и фор-

мирования их в подходящий луч в вакууме. Форма окончательно выбранного аппарата показана на рисунке 4.13 — Fig 2.

Часть EFGH расположена между полюсами электромагнита так, что края полюсных наконечников лежат вдоль EF и FG. Трубка BD проецирует из магнитного поля и максимально тщательно экранируется от него толстым блоком мягкого железа. Радиус кривизны траектории лучей составляет 4 см, диаметр отверстий в точках A и C составляет 0,5 см, а диаметр отверстий в точках B и D составляет 0,3 см. Глубина коробки под прямым углом к плоскости бумаги составляет 1.8 см. Различные отверстия имеют скошенные края, а сетки и боковые стороны коробки облицованы алюминием, чтобы максимально избежать вторичного излучения. Радий был размещен сразу выше точки A, а отверстие в точке A было закрыто алюминиевой фольгой (0,002 см), в то время как трубка D была припаяна к рассеивающей камере. Всю камеру можно было откачивать через трубку, которая была подключена к манометру и насосу.

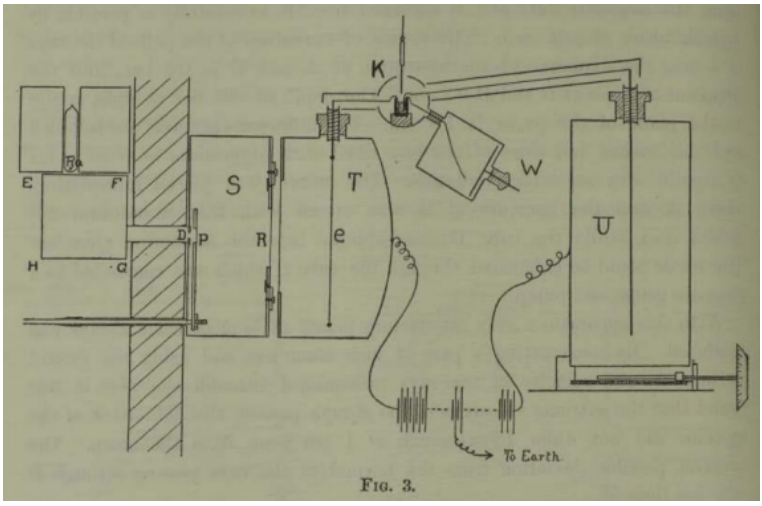


Fig. 3.

Рис. 4.14: Схема установки Краутера для исследования β-лучей. Краутер 1910 г. [302]

С помощью этого аппарата можно было получить очень удовлетворительный пучок с однородными β-лучами. Сконструировав пару таких камер и используя вторую для измерения скорости распространения лучевого потока через первую, было обнаружено, что экстремальные скорости β-лучей, проходящих через любую из систем, не отличались даже на 1 процент от

среднего значения. Наибольшее возможное отклонение от нормали прохождения лучей через D составляло менее 5°.

Выходящий из камеры пучок лучей после выхода из D проникал в пустую камеру S (рис. 4.14 — Fig 3). С помощью вращающегося сектора P, без которго иакже можно было проводить измерения, лучи могли бы проходить прямо, в случае, если бы все отверстие луча прошло через ионизационную камеру или прошло через различные поглощающие экраны, установленные на секторе. Противоположная сторона камеры S была закрыта алюминиевым окном диаметром 6 см, но в окно R можно было вставить ограничители с разным отверстием, чтобы ограничить выходящий луч любым желаемым углом.

Камера T требует небольшого комментария. Лицевая сторона, обращенная к камерам, была закрыта алюминиевой фольгой, и алюминиевым лист, установленный на кольцевом проводе также образует внутренний электрод. Другая сторона была полой, так что любой угол, под которым луч выходил из экранов в точке P, должен иметь одинаковую длину пути в ионизационной камере. Таким образом, коррекция увеличения ионизации, обусловленная увеличением длины пути более косоугольных лучей, стала ненужной.

Внутренний электрод e был соединен проводом, проходящим через заземляемую трубку, с ключом и наклонным электроскопом W. Из-за большой ионизации, производимой в соседнем корпусе аппарата γ-лучами от радия, соединительные трубки и т. д. были заполнены серой, а там, где это было невозможно, как в ключе, фактическое воздушное пространство сохранялось как можно меньшим.

Фактические измерения были выполнены *методом компенсации*, с затвором-компенсатором из урана, разработанный для измерения рассеяния лучей урана. Поскольку данный прибор полностью описан в предыдущей статье [299], нет необходимости приводить подробности здесь. Вкратце, метод состоит в подключении к тому же электроскопу, что и ионизационная камера S, второй ионизационной камеры U, заряженной до противоположного потенциала. Ионизация во второй камере может изменяться известным способом посредством скольжения затвора по поверхности оксида урана. Жалюзи перемещаются внутрь или наружу до тех пор, пока не будет достигнут баланс между двумя токами ионизации, ионизация может быть получено из положения затвора.

Этот метод имеет два особых преимущества в настоящих экспериментах. Как покажет небольшое соображение, процесс, используемый для получения как можно более однородного лучевого разреза, снижает β-излучение, которое в конечном итоге достигает ионного состояния в камере T до очень небольшой доли от его первоначального количества. С другой стороны, γ-лучи, хотя и защищаются, насколько это возможно. на 4 см. свинца и 3 см. железо, все еще производят довольно значительную ионизацию в камере T.

Если бы использовался метод прямого измерения времени, ион является ионом из-за β-лучей, которые вышли бы как относительно небольшая разница между двумя большими ионами является ионным током. Поскольку процентная точность, с которой может быть измерен ток ионного возбуждения, не увеличивается (за пределами определенной точки) с величиной тока, эта разница не могла быть измерена с какой-либо степенью точности. Однако при использовании метода компенсации ион, обусловленный γ-лучами, может быть компенсирован изначально, а фактический ионизация обусловлена β-лучами. Сами лучи могут быть измерены с той же степенью точности, как если бы ионизация, обусловленная γ-лучами, отсутствовала.

Второе преимущество заключается в том, что на результаты не влияют дефекты изоляции, как это было бы в случае использования метода измерения времени. Поскольку дефекты изоляции появляются только в сочетании с системой золотых листьев, которая фактически приобрела заряд, они не могут повлиять на направление движения листа и, следовательно, не могут повлиять на конечный баланс. При использовании метода измерения дефекты изоляции будут изменять скорость движения листа и могут вызывать значительные ошибки в результатах. Это имеет важное значение в данном случае, поскольку всегда сложно обеспечить высокую степень изоляции при наличии значительного количества радия.

Можно добавить несколько слов, чтобы указать порядок точности, которая должна быть ожидаема в измерениях. Максимум составляет I_0 из-за β-излучения, равного примерно 30 по шкале компенсатора, и было возможно сбалансировать в пределах 0,5 деления. Показания могли бы быть сделаны с точностью примерно в 2 процента от максимального значения. После того, как луч был уменьшен вдвое (как при измерении t_m, толщина, необходимая для достижения этого эффекта), показания могли быть выполнены с точностью около 4 процентов, и результаты, полученные в разных случаях, как правило, были признаны удовлетворительными в течение этого количества. Вероятная ошибка в измерениях ионизации может поэтому считаться примерно 4 или 5 процентов.

Угол выхода лучей определяли путем измерения диаметра диафрагмы и фиксированного расстояния диафрагмы от рассеивающего слоя; эти параметры можно было легко установить с точностью до 1 процента. Толщина рассеивающих слоев измерялась путем определения веса листов известной площади. Эта операция также легко могла быть выполнена с точностью до 1 процента. Однако, если использованный лист не был однородной толщины, может возникнуть ошибка из-за того, что лучи фактически прошли через небольшую часть поверхности. Любая ошибка, вызванная этой причиной, может быть устранена путем нескольких измерений с использованием разных частей листа, и любое серьезное отклонение от единообразия можно было ожидать только в случае очень тонкого листа. »

4.5.3 Результаты экспериментов

« Теория, описанная на предыдущих страницах, позволяет проводить экспериментальные исследования тремя различными способами.

(i) Если остановка R остается неизменной, так что угол <£ над которым лучи могут входить в ионную камеру, остается постоянным, в то время как толщина поглощающего экрана изменяется, мы получаем из уравнения

$$I/I_0 = 1 - e^{-k/t},$$

где k является постоянной, когда ϕ постоянно. Это может быть удобно протестировано в форме

$$t \log_e(1^- I/I_0) = \text{constant}. \tag{4.22}$$

(ii) Если t_m — толщина материала, необходимого для уменьшения излучения через заданную верхнюю границу угла ϕ до половины его первоначального значения, то из уравнения (1) получаем:

$$\phi/\sqrt{t_m} = \text{constant}. \tag{4.23}$$

(iii) Из любого из уравнений (A) и (B) получаем:

$$\frac{\phi}{\sqrt{t_m}} \propto \frac{1}{mv^2},$$

когда поглощающая среда остается неизменной, а скорость падающих лучей изменяется. Сохраняя точку остановки неизменной, и, следовательно, сохраняя ϕ постоянным, мы имеем

$$mv^2/\sqrt{t_m} = \text{constant}. \tag{4.24}$$

Используя алюминий в качестве поглощающей среды, был проведен ряд экспериментов, которые проверяли все эти взаимосвязи. Значительное количество экспериментов также было проведено с использованием платины в качестве поглощающего вещества, этот элемент был выбран как не похожий на алюминий, как по плотности, так и по атомному весу, а также по возможности вторичного излучения, насколько это возможно. В случае каждого используемого вещества были сделаны достаточное количество измеерний, чтобы показать, что соотношение (4.23), которое является реальным критерием применимости теории, было действительным. Полученные результаты содержатся в следующих таблицах.

Таблица 4.6 — Table I представляет собой набор показаний для алюминия, полученных путем поддержания фиксированного положения ограничителя, который ограничивает угол выхода лучей, и при изменении толщины алюминия по направлению лучей. I_0 — это интенсивность падающего пучка; I — интенсивность лучей, после прохождения через толщину алюминия. Таким

Table I. — Aluminium.
$\phi = 18^\circ$ $v = 2.64 \times 10^{10}$ cm/sec

t, cms	I/I_0	1-I/I_0	$\log_e(1 - I/I_0)$	$t \log_e(1 - I/I_0)$
0.00069	0.98	0.02	-3.9	-0.0027
0.00117	0.92	0.08	-2.5	-0.0029
0.00225	0.72	0.28	-1.27	-0.0028
0.00450	0.48	0.52	-0.64	-0.0029
0.00675	0.36	0.64	-0.43	-0.0029

Таблица 4.6: Табл. I. Поглощение β-лучей алюминием. Кроутер 1910 г. [302]

образом, I/I_0 измеряет долю β-лучей, траектория которых отклоняется на угол меньше, чем в толщине алюминия.

Значения I/I_0, построенные относительно соответствующей толщины, приведены на рис. 4.

Следовательно, $(1-I/I_0)$ — это доля лучей, траектория которых отклоняется на угол больше ϕ. Как показано выше (уравнение (4.22)), $t \log_e(1-I/I_0)$ должно быть постоянным для заданного угла ϕ.

Table II. — Aluminium.
$v = 2.681 \times 10^{10}$ cm/sec

ϕ (radians)	t_m (cms)	$\phi/\sqrt{t_m}$
0.20	0.0022	4.3
0.24	0.0033	4.2
0.31	0.0054	4.2
0.41	0.0090	4.2
1.20	0.070	4.5

Таблица 4.7: Табл. II. Данные Кроутера для алюминия. Кроутер 1910 г. [302]

В таблице 4.7 — Table II указана толщина алюминия, необходимая для уменьшения β-излучения через верхнюю часть угловой апертуры до половины ее исходного значения. В последнем столбце приведены значения $\phi/\sqrt{t_m}$, которые, согласно теории, должны быть постоянными. Первые четыре показания были получены с помощью описанн выше аппаратуры. Последнее получено в результате некоторых экспериментов, которые будут описаны позже по поглощению β-лучей, и приведено здесь для целей сравнения. Как станет ясно, эта теория снова подтвердится экспериментальными результатами.

В таблице 4.8 — Table IV представлены результаты аналогичных экспе-

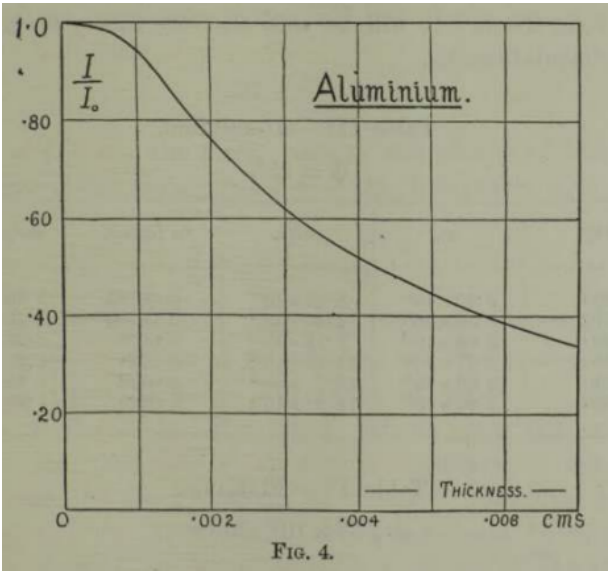


Fig. 4.

Рис. 4.15: Поглощение β-лучей алюминием. Кроутер 1910 г. [302]

риментов с платиной. Согласие также удовлетворительное, хотя и не такое хорошее, как для алюминия. Однако в случае платины существует источник ошибки, который отсутствует в случае алюминия. Как видно из таблицы, для экспериментов по рассеянию лучей платиной необходимо использовать каждый тонкий лист. Толщину можно определить только по известному весу и значительной площади листа. Это дает среднюю толщину листа, но у листьев этого сорта могут наблюдаться вариации толщины, варьирующиеся от точки к точке; и поэтому вполне возможно, что в любом конкретном эксперименте толщина небольшой области (около $\frac{1}{10}$ кв. сантиметров), фактически пройденной лучами, отличными от средней толщины, указанной в столбце 2.

В таблице III рассматривается вопрос об изменении величины рассеяния со скоростью лучей. При проведении экспериментов толщина ограничителя оставалась неизменной на протяжении всего эксперимента, а толщина алюминия, необходимая для уменьшения излучения через заданный ограничитель до половины, была измерена для различных магнитных полей. Первый столбец таблицы III показывает произведение величины поля на радиус кри-

Table IV. — Platinum.
$v = 2.681 \times 10^{10}$ cm/sec

ϕ (radians)	t_m (cms)	$\phi/\sqrt{t_m}$
0.24	0.000070	29
0.32	0.00014	27
0.41	0.00019	29
1.20	0.00193	27

Таблица 4.8: Табл. IV. Данные Кроутера для платины. Кроутер 1910 г. [302]

Table III. — Aluminium.
$\phi = 18°$

HR	v	mv^2/e	t_m (cms)	$mv^2/e\ t_m$
2260	2.40×10^{10}	5.41×10^{13}	0.00183	1.26×10^{15}
2870	2.58×10^{10}	7.40×10^{13}	0.00406	1.16×10^{15}
3420	2.68×10^{10}	9.15×10^{13}	0.0056	1.23×10^{15}
4050	2.77×10^{10}	11.2×10^{13}	0.0084	1.22×10^{15}
4840	2.83×10^{10}	13.7×10^{13}	0.0122	1.25×10^{15}
6500	2.90×10^{10}	18.9×10^{13}	0.0226	1.26×10^{15}

Таблица 4.9: Табл. III. Данные Кроутера для массы электрона. Кроутер 1910 г. [302]

визны траектории. Тогда мы получаем

$$\mathrm{HR} = \frac{m}{e} v, \tag{4.25}$$

где m, v и e — масса, скорость и заряд β-частицы. Учитывая изменение массы тела β-частицы в зависимости от скорости, мы получаем

$$\frac{e}{m} = \frac{e}{m_0} \left\{ 1 - \frac{v^2}{c^2} \right\}^{\frac{1}{2}}, \tag{4.26}$$

где c — скорость света. Предполагая значение Бухерера, 1.76×10^7 [304], для $\frac{e}{m_0}$, эти уравнения позволяют нам рассчитать v. ...

Хотя фактический диапазон скоростей невелик, тем не менее, в связи с быстрым изменением массы при изменении скорости, которое происходит для этих быстро движущихся частиц, значение mv^2, которое нас действительно интересует, увеличивается более чем в три раза в ходе серии. Это достаточно большое увеличение для проверки теории.

Получив теперь удовлетворительные доказательства того, что в трех направлениях где она дает возможность экспериментальной проверке, теория проф. Томсона выражает экспериментальные факты, касающиеся рассеяния однородных β-лучей, мы можем теперь приступить к определению числа электронов, содержащихся в атоме различных элементов.

4.5.4 Число электронов в атоме

В уравнениях (4.14) и (4.15) представлены два различных решения задачи, основанных на двух разных предположениях: первое исходит из того, что положительное электричество равномерно распределено по всему атому, а второе — из того, что оно сосредоточено в малых единицах, сопоставимых по размеру с отрицательным электроном. Поскольку оба выражения приводят к одним и тем же экспериментальным закономерностям, сами по себе эти эксперименты не позволяют сделать выбор между ними. Поэтому я вычислил значение N_0 — числа корпускул в атоме — на основе обоих выражений; полученные значения приведены в таблице Y. Однако при рассмотрении результатов мы увидим, что с учетом данных других экспериментов следует признать правильной первую гипотезу. Исходя из уравнения (4.14), получаем

$$\phi_m/\sqrt{t_m} = 1.84 \times 10^{-13}\{15.3N_0 + 0.62N_0^2\}^{1/2}\sqrt{\pi N} \tag{4.27}$$

из(4.15)

$$\phi_m/\sqrt{t_m} = 1.84 \times 10^{-13}\{15.3N_0\{2 - (1 - \frac{\pi}{8})\sigma^{1/3}\}\}^{1/2}\sqrt{\pi N} \tag{4.28}$$

Значение σ — отношения объема положительного электричества к объему атома — неизвестно, если исходить из предположения, что положительное электричество сосредоточено в малых дискретных сгустках. Если предположить, что размеры этих сгустков сопоставимы с размерами отрицательных электронов, то величина σ будет пренебрежимо мала. В любом случае она должна быть меньше единицы. При расчете результатов, приведенных в столбце 5 таблицы V (4.10), мы исходили из того, что этой величиной можно пренебречь. Однако, если бы она принимала максимальное значение, равное 1, результаты в данном столбце следовало бы просто умножить на коэффициент 1.43.

Сразу же можно заметить, что отношение числа электронов в атоме к атомному весу, рассчитанное исходя из гипотезы (4.27) о равномерном распределении положительного электричества по всему объему атома, остается удивительно постоянным; в то же время результаты, полученные на основе противоположной гипотезы (4.28) — о том, что положительное электричество находится в атоме в электронном состоянии, — приводят к весьма быстрому росту этого отношения по мере увеличения атомного веса (так, для платины

Element	Atomic weight	$\phi/\sqrt{t_m}$	N_0		N/Atomic weight	
			(4.27)	(4.28)	(4.27)	(4.28)
Carbon	12	2.0	40	44	3.32	3.7
Aluminium	27	4.25	83	156	3.07	5.8
Copper	63.2	10.0	181	765	2.87	12.0
Silver	108	15.4	7320	2080	2.96	19.2
Platinum	194	29.0	605	6500	3.12	33.5

Таблица 4.10: Табл. V. Данные Кроутера по числу электронов в атоме. Краутер 1910 г. [302]

оно почти в девять раз превышает соответствующее значение для углерода). Это утверждение справедливо независимо от того, какое значение принимается для σ.

С учетом других соображений, и в частности, с учетом рассеяния рентгеновских лучей газами, представляется весьма вероятным, что количество тел в атоме с любой скоростью почти пропорционально атомному весу. Было показано, что для газов, в которых однородное вторичное излучение Рентгена не возбуждено, количество первичного излучения, рассеянного газом, просто пропорционально массе присутствующего газа и практически не зависит от его химической природы. Это приводит нас к выводу, что *количество электронов, присутствующих в атоме, просто пропорционально атомной массе.* Это совершенно несовместимо с таким значительным увеличением отношения N_0 к атомной массе, как показано в уравнении (B). Следовательно, мы должны заключить, что положительный электрический заряд в атоме находится не в состоянии, сопоставимом с зарядом электрона, а в состоянии, когда он занимает такие сравнительно большие объемы, что его можно считать равномерно распределенным по всему атому. ...

4.5.5 Резюме

I. Рассеяние однородного пучка из β-лучей было измерено для различных веществ и для лучей с разной скоростью. Было показано, что I подчиняется следующим законам:

(i) Для лучей с заданной скоростью интенсивность I излучения, содержащегося внутри данного конуса, может быть выражена уравнением:

$$I/I_0 = 1 - e^{-k/t}, \tag{4.29}$$

где t — толщина материала, прошедшего через лучи, и k является постоянной величиной, зависящей от угла конуса.

(ii) Для лучей с заданной скоростью наиболее вероятный угол выхода пропорционален квадратному корню из толщины материала, пройденного лучами.

(iii) Для лучей с разной скоростью вероятный угол появления, деленный на квадратный корень из толщины поперечного сечения, обратно пропорционален пропорционален произведению массы β-частицы на квадрат ее скорости.

II. Из уравнений, приведенных профессором сэром Дж. Дж. Томсон вычисляет количество электронов, содержащихся в атомах различных элементов. Установлено, что: (i) отношение количества электронов в атоме к атомному весу постоянно, значение отношения очень близко к 3 для всех исследованных элементов. »

Комментарий к резюме

В начале XX в. техника работы с β-лучами только начинала развиваться. Результаты Краутера численно были не очень точны. Тем не менее, они дали важный материал для теоретического обсуждения Резерфорда, приведшего к планетарной модели атома.

4.6 Модель атома Резерфорда

Исследования Гейгера-Марсдена (§4.4.1) и Краутера (§4.5) позволили Резерфорду сделать предсказание пространственной структуры атома и выдвинуть идею *планетарной модели атома*.

В статье <The scattering of $\alpha-$ and $\beta-$particles by matter and the structure of the atom» [324] дано развёрнутое исследование экспериментальных результатов и выдвинута модель для описания структуры атома.

« Хорошо известно, что α- и β-частицы отклоняются от своих прямолинейных траекторий при встрече с атомами вещества. Это рассеяние гораздо более выражено для β-частицы, чем для α-частицы, из-за гораздо меньшего импульса и энергии первой. По-видимому, нет сомнений в том, что такие быстро движущиеся частицы проходят сквозь атомы на своем пути, и что наблюдаемые отклонения обусловлены сильным электрическим полем, проходящим внутри атомной системы. Обычно предполагалось, что рассеяние пучка α- или β-лучей при прохождении через тонкую пластину вещества является результатом множества малых рассеяний атомами вещества, через которые они проходят. Однако наблюдения Гейгера и Марсдена за рассеянием α-лучей [282] указывают на то, что некоторые из α-частиц должны претерпеть отклонение более чем на прямой угол при одном столкновении. Они обнаружили, например, что небольшая часть падающих α-частиц, примерно 1 из 20 000, отклонялась в среднем на угол 90° при прохождении через

слой золотой фольги толщиной около 0.00004 см. толщина, которая по тормозной способности α-частицы была эквивалентна 1.6 миллиметрам воздуха. Гейгер [285] позже показал, что наиболее вероятный угол отклонения пучка α-частиц, проходящих через золотую фольгу такой толщины, составлял около 0.87°. Простой расчет, основанный на теории вероятности, показывает, что вероятность отклонения α-частицы на 90° ничтожно мала.

Кроме того, позже будет показано, что распределение α-частиц для различных углов больших отклонений не подчиняется закону вероятности, который следовало бы ожидать, если такие большие отклонения состоят из большого числа малых отклонений. *Представляется разумным предположить, что отклонение на большой угол обусловлено единичным атомным столкновением*, поскольку вероятность второго столкновения такого рода, вызывающего большое отклонение, в большинстве случаев должна быть чрезвычайно мала. Простой расчет показывает, что атом должен находиться в зоне действия интенсивного электрического поля, чтобы вызвать такое большое отклонение при единичном столкновении.

Недавно сэр Дж.Дж. Томсон выдвинул теорию [297], объясняющую рассеяние электризованных частиц при прохождении через малые слои вещества. Предполагается, что атом состоит из N отрицательно заряженных корпускул, сопровождаемых m равным количеством положительного электричества, равномерно распределенного по сфере. Отклонение отрицательно заряженной частицы при прохождении через атом объясняется двумя причинами: (1) отталкиванием корпускул, распределенных по атому, и (2) притяжением положительного электрического заряда в атоме.

Предполагается, что отклонение частицы при прохождении через атом мало, в то время как среднее отклонение после большого числа m столкновений принималось равным $\sqrt{m}\cdot\theta$, где θ — среднее отклонение, обусловленное одним атомом. Было показано, что число N электронов внутри атома можно определить из наблюдений рассеяния, которое было экспериментально исследовано Кроутером [302] в более поздней работе. Его результаты, повидимому, подтвердили основные выводы теории, и он, исходя из предположения о непрерывности положительного электрического поля, заключил, что число электронов в атоме примерно в три раза превышает его атомную массу.

Теория Томсона [293], [296], [297] основана на предположении, что рассеяние, вызванное одиночным атомным столкновением, мало, и предполагаемая структура атома не допускает очень большого отклонения α-частицы при прохождении через один атом, если только не предположить, что диаметр сферы положительного электричества ничтожно мал по сравнению с диаметром сферы влияния атома.

Поскольку α- и β-частицы проходят через атом, должно быть возможно из тщательного изучения природы отклонения сформировать некоторое

представление о строении атома, чтобы вызвать наблюдаемые эффекты. Фактически, рассеяние высокоскоростных заряженных частиц атомами вещества является одним из наиболее перспективных методов решения этой проблемы. Разработка сцинтилляционного метода подсчета отдельных α-частиц открывает необычайные возможности для исследований, и работы Г. Гейгера [281], [282], [285] выполненные этим методом, уже внесли значительный вклад в наши знания о рассеянии α-лучей веществом.

4.6.1 Геометрия рассеяния

Сначала мы теоретически рассмотрим одиночные столкновения с атомом простой структуры, способным вызывать большие отклонения α-частицы, а затем сравним выводы теории с имеющимися экспериментальными данными.

Рассмотрим атом, содержащий в центре заряд $\pm Ne$, окруженный сферой электризации, содержащей заряд $\pm Ne$, предположительно равномерно распределенный по сфере радиуса R. e — фундаментальная единица заряда, которая в этой работе принимается равной $4,65 \times 10^{-10}$ единицам Э.С. Мы предположим, что на расстояниях менее 10^{-12} см центральный заряд, а также заряд на α-частице, могут быть сосредоточены в одной точке. Будет показано, что основные выводы теории не зависят от того, считается ли центральный заряд положительным или отрицательным. Для удобства знак будет считаться положительным. Вопрос о стабильности предложенного атома на данном этапе рассматривать не нужно, поскольку он, очевидно, будет зависеть от мельчайшей структуры атома и от движения составляющих его заряженных частей.

Чтобы составить представление о силах, необходимых для отклонения альфа-частицы на большой угол, рассмотрим атом, содержащий положительный заряд Ne в центре и окруженный распределением отрицательного электричества Ne, равномерно распределенного внутри сферы радиуса R. Электрическая сила X и потенциал V на расстоянии r от центра атома для точки внутри атома задаются формулами:

$$X = Ne\left(\frac{1}{r^2} - \frac{r}{R^3}\right), \tag{4.30}$$

$$V = Ne\left(\frac{1}{r} - \frac{3}{2R} + \frac{r^2}{2R^3}\right). \tag{4.31}$$

Предположим, что α-частица массой m, скоростью u и зарядом E выстрелена прямо в центр атома. Она остановится на расстоянии b от центра, заданном формулой

$$\frac{1}{2}mu^2 = NeE\left(\frac{1}{b} - \frac{3}{2R} + \frac{b^2}{2R^3}\right). \tag{4.32}$$

Как будет показано далее, b является важной величиной в последующих вычислениях. Предполагая, что центральный заряд равен $100e$, можно рассчитать, что значение b для α-частицы со скоростью 2.09×10^9 см/с составляет около 3.4×10^{-12} см. В этом вычислении предполагается, что b очень мало по сравнению с R. Поскольку R предполагается порядка радиуса атома, а именно 10^{-8} см, очевидно, что α-частица, прежде чем развернуться, проникает настолько близко к центральному заряду, что полем, обусловленным равномерным распределением отрицательного электричества, можно пренебречь.

В общем случае, простой расчет показывает, что для всех отклонений больше градуса мы можем без существенной погрешности предположить, что отклонение обусловлено только полем центрального заряда. Возможные единичные отклонения, обусловленные отрицательным электрическим током, если он распределен в виде корпускул, на данном этапе теории не учитываются. Будет показано позже, что его эффект, как правило, мал по сравнению с эффектом, обусловленным центральным полем.

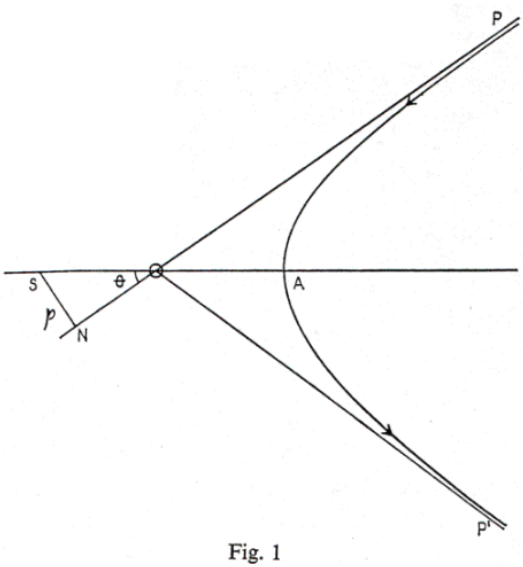


Fig. 1

Рис. 4.16: Геометрия рассеяния альфа-частицы. Резерфорд 1911 г. [324]

Рассмотрим прохождение положительно заряженной частицы вблизи центра атома. Предполагая, что скорость частицы существенно не изменя-

ется при её прохождении через атом, траектория частицы под действием отталкивающей силы, обратно пропорциональной квадрату расстояния, будет представлять собой гиперболу с центром атома S в качестве внешнего фокуса. Предположим, что частица входит в атом в направлении PO (рис. 4.16), а направление движения при выходе из атома — OP'. OP и OP' образуют равные углы с линией SA, где A — апсида гиперболы. $p = SN$ — перпендикулярное расстояние от центра в направлении начального движения частицы (*прицельный параметр*).

⋮

Используя выражения (4.30)-(4.32) и свойства гиперболы, получаем выражение для угла отклонения $\phi = \pi - 2\theta$ частиц

$$\operatorname{ctg}\frac{\phi}{2} = \frac{2p}{b} \tag{4.33}$$

Выражение (4.33) дает угол отклонения частицы в зависимости от b и прицельного параметра p от центра атома.

Для иллюстрации угол отклонения ϕ для различных значений *приведённого прицельного параметра* p/b показан в таблице 4.11:

p/b	10	5	2	1	0.5	0.25	0.125
ϕ	5°.7	11°.4	28°	53°	90°	127°	152°

Таблица 4.11: Углы рассеяния альфа-частицы в зависимости от приведённого прицельного параметра. Резерфорд 1911 г. [324]

4.6.2 Вероятность однократного отклонения под произвольным углом

Предположим, что пучок электризованных частиц падает перпендикулярно на тонкий экран вещества толщиной t. За исключением нескольких частиц, рассеянных под большим углом, предполагается, что частицы проходят почти перпендикулярно пластине с небольшим изменением скорости. Пусть n - число атомов в единице объема вещества.

Вероятность m попадания атома на расстояние p от его центра определяется формулой

$$m = \pi p^2 nt. \tag{4.34}$$

Вероятность dm попадания в радиусы p и $p + dp$ определяется формулой

$$dm = \pi p^2 nt \cdot dp = (\pi/4) ntb^2 \operatorname{ctg}(\phi/2) \operatorname{cosec}^2(\phi/2)\, d\phi, \tag{4.35}$$

используя (4.33).

Значение dm показывает долю от общего числа частиц, отклоненных на углы от ϕ до $\phi + d\phi$.

Доля p от общего числа частиц, отклоненных на угол, превышающий ϕ, определяется следующим образом:

$$p = (\pi/4)ntb^2 \operatorname{ctg}^2 \phi/2. \tag{4.36}$$

Удобно представить уравнение (4.35) в другой форме для сравнения с экспериментом. В случае α-лучей подсчитывается количество сцинтилляций, появляющихся на постоянной площади экрана из сульфида цинка, для различных углов с направлением падения частиц.

Пусть r — расстояние от точки падения α-лучей на рассеивающий материал, тогда если Q — общее количество частиц, падающих на рассеивающий материал, то количество y α-частиц, падающих на единицу площади и отклоняющихся на угол ϕ, определяется формулой

$$y = \frac{Qdm}{2\pi r^2 sin\phi\, d\phi} = \frac{ntb^2 Q \operatorname{cosec}^4(\phi/2)}{16r^2}, \tag{4.37}$$

поскольку $b = 2NeE/mu^2$ ((4.32)).

$\vdots$

Итак, количество α-частиц (сцинтилляций) на единицу площади экрана из сульфида цинка на заданном расстоянии r от точки отклонение лучей пропорционально

(1) $\operatorname{cosec}^4(\phi/2)$ или $1/\phi^4$, если ϕ мало;
(2) толщине рассеивающего материала t, при условии, что она мала;
(3) величине центрального заряда Ne;
(4) и обратно пропорционально $(mu2)^2$ или четвертой степени скорости, если m постоянно.

В этих расчетах предполагается, что аналитическая частица, рассеянная на большой угол, испытывает только одно большое отклонение. Для того чтобы это было так, необходимо, чтобы толщина рассеивающего материала была настолько мала, что вероятность второго столкновения, включающего еще одно большое отклонение, очень мала.

Если, например, вероятность одного отклонения ϕ при прохождении через толщину t составляет $1/1000$, то вероятность двух последовательных отклонений, каждое из которых имеет значение ϕ, составляет $1/10^6$ и пренебрежимо мала.

Угловое распределение α-частиц, рассеянных от тонкого металлического листа, представляет собой один из простейших методов проверки общей

корректности этой теории однократного рассеяния. Это было недавно сделано для α-лучей доктором Гейгером, который обнаружил [285] (1910 г.), что распределение частиц, отклоненных на 30°–150° от тонкой золотой фольги, в значительной степени согласуется с теорией.

Более подробное описание этих и других экспериментов по проверке достоверности теории будет опубликовано позже.

Изменение скорости при атомном столкновении

До сих пор предполагалось, что α- или β-частица не претерпевает существенного изменения скорости в результате однократного столкновения атомов, приводящего к значительному отклонению частицы. Влияние такого столкновения на изменение скорости частицы можно рассчитать на основе определенных предположений.

Предполагается, что задействованы только две системы, а именно: быстро движущаяся частица и атом, через который она проходит, предположительно изначально находящийся в состоянии покоя. Предполагается, что действует принцип сохранения импульса и энергии, и что нет существенной потери энергии или импульса за счет излучения.

Пусть m — масса частицы,
v_1 — скорость приближения,
v_2 — скорость удаления,
M — масса атома,
V — скорость, передаваемая атому в результате столкновения.
$\frac{M}{m} = K$,
$\frac{v_2}{v_1} = p,\ p < 1$.

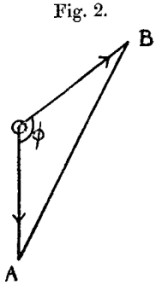


Рис. 4.17: Геометрия рассеяния моменты налетающей и рассеянной альфа-частицы. Резерфорд 1911 г. [324]

Пусть OA (рис. 4.17) представляет собой по величине и направлению

импульс mv_1 налетающей частицы, и OB — импульс рассеянной частицы, которая повернулась на угол AOB=ϕ. Тогда BA представляет по величине и направлению импульс MV отдачи атома.

$$(MV)^2 = (mv_1)^2 + (mv_2)^2 - 2m^2 v_1 v_2 \cos(\phi), \tag{4.38}$$

$$(MV)^2 = (mv_1)^2 - (mv_2)^2. \tag{4.39}$$

Пусть $M/m = K$ и $v_2 = \rho v_1$..

Используя законы сохранения энергии (4.39) и импульса (4.38), можно получить связь между импульсом рассеянной частицы

$$\rho = \frac{\cos\phi}{K+1} + \frac{1}{K+1}\sqrt{K^2 - \sin^2\phi}. \tag{4.40}$$

Рассмотрим случай α-частицы с атомной массой 4, отклоненной на угол 90° при столкновении с атомом золота с атомной массой 197. Поскольку K = 49,

$$\rho = \sqrt{\frac{K-1}{K+1}} = 0.979 \tag{4.41}$$

или скорость частицы уменьшается всего примерно на 2 процента в результате столкновения. В случае алюминия K=27/4 и при $\phi = 90°$ имеем $\rho = 0.86$.

Видно, что уменьшение скорости α-частицы становится заметным в этой теории при столкновениях с более лёгкими атомами. Поскольку дальность полёта α-частицы в воздухе или другом веществе приблизительно пропорциональна кубу скорости [287], отсюда следует, что дальность полёта α-частицы с дальностью 7 см уменьшается до 4.5 см после однократного отклонения на 90° при прохождении мимо атома алюминия. Это значение легко обнаружить экспериментально. Поскольку значение K очень велико при столкновении β-частицы с атомом, уменьшение скорости по этой формуле очень мало.

Некоторые весьма интересные случаи теории возникают при рассмотрении изменений скорости и распределения рассеянных частиц, когда α-частица сталкивается с легким атомом, например, атомом водорода или гелия. Обсуждение этих и подобных случаев откладывается до тех пор, пока этот вопрос не будет исследован экспериментально.

Сравнение одиночного и многократного рассеяния

Прежде чем сравнивать результаты теории с экспериментом, желательно рассмотреть относительную важность одиночного и составного рассеяния при определении распределения рассеянных частиц. Поскольку атом предполагается состоящим из центрального заряда, окруженного равномерным распределением противоположного знака по сфере радиуса R, вероятность

столкновений с атомом, сопровождающихся малыми отклонениями, очень велика по сравнению с изменением одного большого отклонения.

Этот вопрос о составном рассеянии был рассмотрен сэром Дж.Дж. Томсоном в ранее обсуждавшейся статье [297]. В обозначениях этой статьи среднее отклонение ϕ_1, обусловленное полем сферы положительного электричества радиусом R и величиной Ne, было им найдено равным

$$\phi_1 = \frac{\pi}{4} \frac{NeE}{mu^2} \frac{1}{R} \tag{4.42}$$

Было установлено, что среднее отклонение ϕ_2, обусловленное N отрицательными корпускулами, предположительно равномерно распределенными по всей сфере, составляет

$$\phi_2 = \frac{16}{5} \frac{eE}{mu^2} \frac{1}{R} \sqrt{\frac{3N}{2}} \tag{4.43}$$

Среднее отклонение, вызванное как положительным, так и отрицательным электричеством, было принято как

$$(\phi_1^2 + \phi_2^2)^{1/2}$$

Аналогичным образом нетрудно вычислить среднее отклонение за счет атома с центральным зарядом обсуждается в этой статье. Поскольку радиальное электрическое поле X на расстоянии r от центра определяется выражением (4.30)

$$X = Ne \left(\frac{1}{r^2} - \frac{r}{R^3} \right) \tag{4.44}$$

Нетрудно показать, что отклонение (предполагаемое малым) электризованной частицы под действием этого поля определяется следующим образом:

$$\theta = \frac{b}{p} \left(1 - \frac{p^2}{R^2} \right)^{3/2}, \tag{4.45}$$

Г где p — перпендикуляр, проведенный из центра к траектории частиц, а b имеет то же значение, что и раньше. Видно, что значение θ увеличивается с уменьшением p и становится большим при малом значении ϕ.

Поскольку мы уже видели, что отклонения становятся очень большими для частицы, проходящей вблизи центра атома, очевидно, некорректно находить среднее значение, предполагая, что θ мало.

Принимая R порядка 10^{-8} см, значение p для больших отклонений составляет для частиц α и β порядка 10^{-11} см. Поскольку вероятность столкновения, сопровождающегося большим отклонением, мала по сравнению с

вероятностью малых отклонений, простое соображение показывает, что среднее малое отклонение практически не изменяется, если большие отклонения не учитываются. Это эквивалентно интегрированию по той части поперечного сечения атома, где отклонения малы, и пренебрежению малой центральной областью. Таким образом, можно просто показать, что среднее малое отклонение определяется формулой

$$\phi_1 = \frac{3\pi}{8}\frac{b}{R} \tag{4.46}$$

Значение ϕ_1 для атома с концентрированным центральным зарядом в три раза превышает величину среднего отклонения для того же значения Ne в атомах типа, исследованных сэром Дж. Дж. Томсоном. Объединяя отклонения, обусловленные электрическим полем и корпускулами, среднее отклонение составляет

$$\frac{b}{2R}\left(5.54 + \frac{15\cdot 4}{N}\right) \tag{4.47}$$

Позже будет показано, что значение N почти пропорционально атомной массе и составляет около 100 для золота. Эффект, обусловленный рассеянием отдельных корпускул, выраженный вторым членом уравнения, следовательно, мал для тяжелых атомов по сравнению с эффектом, обусловленным распределенным электрическим полем.

Пренебрегая вторым членом, получаем, что среднее отклонение на атом составляет $\frac{3\pi b}{8R}$.

Теперь мы имеем возможность рассмотреть относительное влияние на распределение частиц вследствие однократного и сложного рассеяния. Следуя аргументам Дж.Дж. Томсона, среднее отклонение θ после прохождения толщины вещества t пропорционально квадратному корню из количества столкновений и определяется выражением

$$\theta_t = \frac{3\pi b}{8R}\sqrt{\pi R^2 nt} = \frac{3\pi b}{8}\sqrt{\pi nt} \tag{4.48}$$

где n по-прежнему равно числу атомов в единице объема.

Вероятность p_1 для многократного рассеяния того, что отклонение частицы превышает ϕ, равна $e^{-\phi^2/\theta^2}$. Следовательно,

$$\phi_2 = -\frac{9\pi^3}{64}b^2 nt \log p_1. \tag{4.49}$$

Далее предположим, что действует только однократное рассеяние. Мы видели (§3), что вероятность p_2 отклонения, большего, чем ϕ, определяется формулой (4.36):

$$p = (\pi/4)b^2 nt(ctg^2\phi/2)$$

Сравнивая эти два уравнения

$$p_2 \log p_1 = -0.181\phi^2 ctg^2\phi/2, \tag{4.50}$$

если ϕ достаточно мало, так что $\tan\phi/2 = \phi/2$, то

$$p_2 \log p_1 = -0.72$$

При $p_2 = 0.5$, имеем $p_1 = 0.24$.

При $p_2 = 0.1$, $p_1 = 0.0004$.

Из этого сравнения очевидно, что вероятность любого заданного отклонения всегда выше для одиночного рассеяния, чем для многократного. Разница особенно заметна, когда лишь небольшая часть частиц рассеивается под любым заданным углом. Из этого результата следует, что распределение частиц, возникающее в результате столкновений с атомами, при малых толщинах в основном определяется одиночным рассеянием. Несомненно, многократное рассеяние оказывает некоторое влияние на выравнивание распределения рассеянных частиц; но его влияние становится относительно меньше по мере уменьшения доли частиц, рассеиваемых под заданным углом.

4.6.3 Сравнение теории с экспериментом

Согласно существующей теории, значение центрального заряда Ne является важной константой, и желательно определить его значение для разных атомов. Проще всего это сделать, определив малую долю α- или β-частиц с известной скоростью, падающих на тонкий металлический экран, которые рассеиваются в диапазоне от ϕ до $\phi + d\phi$, где ϕ — угол отклонения. Влияние составного рассеяния должно быть незначительным, когда эта доля мала.

Эксперименты в этих направлениях продолжаются, но на данном этапе желательно обсудить в свете существующей теории уже опубликованные данные по рассеянию α- или β-частиц.

Будут рассмотрены следующие вопросы:

(а) «Диффузное отражение» α-частиц, т.е. рассеяние α-частиц под большими углами (Гейгер и Марсден).

(б) Изменение диффузного отражения в зависимости от атомной массы излучателя (Гейгер и Марсден).

(в) Среднее рассеяние пучка α-лучей, прошедших через тонкую металлическую пластину (Гейгер).

(г) Эксперименты Краутера по рассеянию β-лучей с различными скоростями различными металлами.

(а) «Диффузное отражение» α-частиц

В работе Гейгера и Марсдена [282] о диффузном отражении α-частиц, падающих на различные вещества, было показано, что около $1/8000$ α-частиц

радия C, падающих на толстую пластину платины, рассеиваются обратно в направлении падения. Эта доля выведена из предположения, что α-частицы равномерно рассеиваются во всех направлениях, причем наблюдение проводилось при отклонении примерно на 90°. Форма эксперимента не очень подходит для точных расчетов, но из имеющихся данных можно показать, что наблюдаемое рассеяние примерно соответствует ожидаемому по теории, если атом платины имеет центральный заряд около 100.

(б) Изменение диффузного отражения в зависимости от атомной массы мишени

В своих экспериментах по этой теме Гейгер и Марсден привели относительное число α-частиц, диффузно отраженных от толстых слоев различных металлов в аналогичных условиях. Полученные ими значения приведены в таблице 4.2 §4.4.3, где z представляет собой относительное количество рассеянных частиц, измеренное по показателю сцинтилляций в минуту на экране из сульфида цинка.

Metal	Atomic weight	z	$z/A^{3/2}$
Lead	207	62	208
Gold	197	67	242
Platinum	195	63	232
Tin	119	34	226
Silver	108	27	241
Copper	64	14.5	225
Iron	56	10.2	250
Aluminium	27	3.4	243
			Average 233

Таблица 4.12: Рассеяние α-частиц на различных металлах [282] — табл. 4.2 §4.4.3. Резерфорд 1911 г. [324]

Согласно теории однократного рассеяния, доля общего числа α-частиц, рассеянных под любым заданным углом при прохождении через слой толщиной t, пропорциональна nA^2t, при условии, что центральный заряд пропорционален атомной массе A. В данном случае толщина вещества, из которого рассеянные α-частицы могут выходить и воздействовать на экран сульфида цинка, зависит от металла. Поскольку Брэгг показал, что тормозная способность атома для α-частицы пропорциональна квадратному корню из его атомной массы, значение nt для различных элементов пропорционально $1/\sqrt{A}$. В этом случае t представляет собой наибольшую глубину, из которой выходят рассеянные α-частицы. Число z α-частиц, рассеянных обратно из

толстого слоя, пропорционально $A^{3/2}$, или $z/A^{3/2}$ должно быть постоянной величиной.

Для сравнения этого вывода с экспериментом относительные значения последнего частного приведены в последнем столбце. Учитывая сложность экспериментов, согласие между теорией и экспериментом достаточно хорошее.

Однократное сильное рассеяние α-частиц, очевидно, в некоторой степени повлияет на форму кривой ионизации Брэгга для пучка α-лучей. Этот эффект сильного рассеяния должен быть заметен, когда α-лучи проходят через экраны металлов с высокой атомной массой, но должен быть незначительным для атомов с низкой атомной массой.

(в) Среднее рассеяние пучка альфа-лучей, прошедших через тонкую металлическую пластину

Гейгер тщательно определил рассеяние α-частиц [285], проходящих через тонкие металлические фольги, методом сцинтилляции и вывел наиболее вероятный угол, на который отклоняются α-частицы при прохождении через известную толщину различных типов вещества.

В качестве источника использовался узкий пучок однородных α-лучей. После прохождения через рассеивающую фольгу непосредственно измерялось общее количество α-частиц, отклоняющихся на разные углы. Угол, при котором количество рассеянных частиц было максимальным, был принят за наиболее вероятный угол. Была определена зависимость наиболее вероятного угла от толщины вещества, но расчеты по этим данным несколько сложны из-за изменения скорости α-частиц при их прохождении через рассеивающий материал. Рассмотрение кривой распределения α-частиц, приведенной в статье (там же, стр. 498), показывает, что угол, на который рассеивается половина частиц, примерно на 20 процентов больше наиболее вероятного угла.

Мы уже видели, что многократное рассеяние может стать важным, когда примерно половина частиц рассеивается под заданным углом, и в таких случаях трудно разделить относительные эффекты, обусловленные двумя видами рассеяния. Приблизительную оценку можно сделать следующими способами: — Из (§5) соотношение между вероятностями p_1 и p_2 для много- и однократного рассеяния соответственно задается формулой

$$p_2 \log p_1 = -0.721. \tag{4.51}$$

В качестве первого приближения вероятность q комбинированного воздействия можно принять равной:

$$q = (p_1^2 + p_2^2)^{1/2}. \tag{4.52}$$

При $q = 0.5$, имеем

$$p_1 = 0.2 \quad p_2 = 0.46. \tag{4.53}$$

Мы видели, что вероятность p_2 единичного отклонения, превышающего ϕ, определяется формулой (4.50)

Поскольку в рассматриваемых экспериментах ϕ сравнительно мала

$$\frac{\phi\sqrt{p_2}}{\sqrt{\pi nt}} = b = \frac{2NeE}{mu^2}. \tag{4.54}$$

Гейгер обнаружил [285], что наиболее вероятный угол рассеяния α rays in при прохождении через слой золота толщиной, эквивалентный по тормозной способности примерно 0.76 см воздуха, составляет 1° 40'. Угол ϕ а который настраивается половина α-частиц, таким образом, соответствует примерно 2°.

$$t = 0.00017 \text{ cm.}; \quad n = 6.07 \times 10^{22};$$
$$u(\text{average value}) = 1.8 \times 10^9;$$
$$E/m = 1.5 \times 10^{14} \text{ E.S. units}; \quad e = 4.65 \times 10^{-10}$$

Принимая вероятность однократного рассеяния равной 0,46 и подставляя это значение в формулу, получаем значение N для золота, равное 97.

Для толщины золота, эквивалентной по тормозной способности 2.12 см воздуха, Гейгер обнаружил, что наиболее вероятный угол равен 3°40'. В этом случае t = 0.00047, $\phi = 4.4°$, а среднее $u = 1.7 \times 10^9$, и N оказывается равным 114. Гейгер показал, что наиболее вероятный угол отклонения атома почти пропорционален его атомному весу. Следовательно, значение N для разных атомов должно быть почти пропорционально их атомным весам, по крайней мере, для атомных весов между золотом и алюминием.

Поскольку атомная масса платины почти равна атомной массе золота, из этих соображений следует, что величина диффузного отражения α-частиц на угол более 90° от золота и величина среднего малоуглового рассеяния пучка лучей при прохождении через золотую фольгу объясняются на основе гипотезы однократного рассеяния, предполагая, что атом золота имеет центральный заряд около 100 e.

(г) Эксперименты Краутера по рассеянию бета-лучей

Теперь мы рассмотрим, насколько экспериментальные результаты Краутера [302] §4.5 о рассеянии β-частиц разных скоростей различными материалами можно объяснить на основе общей теории однократного рассеяния. Согласно этой теории, доля p β-частиц, рассеяных на угол больше, чем ϕ, определяется выражением (4.36)

$$p = (\pi/4)b^2nt(ctg^2\phi/2)$$

⋮

При вероятности $1/2$ теории однократного и составного рассеяния, таким образом, в общем виде идентичны, но различаются числовой константой. Таким образом, ясно, что основные соотношения в теории составного рассеяния сэра Дж. Дж. Томсона, которые были экспериментально подтверждены Кроутером, в равной степени справедливы и для теории однократного рассеяния.

Например, если t_m — толщина, при которой половина частиц рассеивается под углом ϕ, Краутер показал, что (4.23) $\phi/\sqrt{t_m}$, а также $\frac{mv^2}{E}\sqrt{t_m}$ (4.24) являются константами для данного материала, когда ϕ фиксирован. Эти соотношения справедливы также и для теории однократного рассеяния. Несмотря на это кажущееся сходство по форме, две теории принципиально различны. В одном случае наблюдаемые эффекты обусловлены кумулятивными эффектами малых отклонений, тогда как в другом случае предполагается, что большие отклонения являются результатом однократного столкновения. Распределение рассеянных частиц совершенно различно в двух теориях, когда вероятность отклонения, превышающего ϕ, мала.

Мы уже видели, что распределение рассеянных α-частиц под различными углами, как обнаружил Гейгер, находится в существенном согласии с теорией однократного рассеяния, но не может быть объяснено только теорией составного рассеяния. Поскольку есть все основания полагать, что законы рассеяния частиц и очень похожи, закон распределения рассеянных частиц должен быть таким же, как и для частиц при малой толщине вещества. Поскольку значение $\frac{mv^2}{E}$ для β-частиц в большинстве случаев намного меньше, чем соответствующее значение для α-частиц, вероятность больших однократных отклонений для β-частиц при прохождении через заданную толщину вещества намного выше, чем для частиц. Согласно теории однократного рассеяния, доля числа частиц, отклоняющихся на заданный угол, пропорциональна kt, где t — толщина, которая считается малой, а k — постоянная, поэтому число частиц, не обнаруженных под этим углом, пропорционально $1-kt$. Исходя из соображений, основанных на теории составного рассеяния, сэр Дж. Дж. Томсон вывел, что вероятность отклонения менее ϕ пропорциональна $1-e^{\mu/t}$, где μ — постоянная для любого заданного значения ϕ.

Корректность этой последней формулы была проверена Кроутером путем электрического измерения доли I/I_0 рассеянных частиц, прошедших через круглое открытое пространство, образующее угол 36° с рассеивающим материалом. Если

$$I/I_0 = 1 - e^{-\mu/t},$$

значение I должно сначала очень медленно уменьшаться с увеличением t. Кроутер, используя алюминий в качестве рассеивающего материала, утверждает, что изменение I/I_0 хорошо согласуется с этой теорией для малых значений t. С другой стороны, если присутствует однократное рассеяние,

как это, несомненно, есть для α-лучей, кривая, показывающая зависимость между I/I_0 и t, должна быть почти линейной на начальных этапах.

Эксперименты Мадсена [323] по рассеянию β-лучей, хотя и не проводились с столь малой толщиной алюминия, как у Краутера, безусловно, подтверждают такой вывод. Учитывая важность рассматриваемого вопроса, дальнейшие эксперименты по этому вопросу желательны.

Из таблицы, приведенной Краутером, содержащей значения $\phi/\sqrt{t_m}$ для различных элементов для β-лучей со скоростью $2,68 \times 10^{10}$ см. в секунду, значения центрального заряда Ne можно рассчитать на основе теории однократного рассеяния. Предполагается, как и в случае с α-лучами, что для данного значения $\phi/\sqrt{t_m}$ а доля β-частиц, отклоненных при однократном рассеянии на угол больше ϕ, составляет 0.46 вместо 0.5. Значения N, рассчитанные по данным Кроутера, приведены ниже.

Element	Atomic weight	$\phi/\sqrt{t_m}$	N
Aluminium	27	4.25	22
Copper	63.2	10.0	42
Silver	108	15.4	78
Platinum	194	29.0	138

Таблица 4.13: Значения N по данным Кроутера — см. табл. 4.10. Резерфорд 1911 г. [324]

Следует помнить, что значения N для золота, полученные из рассеяния α-лучей, в двух расчетах 97 и 114. Эти числа несколько меньше, чем значения, приведенные выше (табл. 4.13) для платины (а именно 138), атомная масса которой не сильно отличается от золота. С учетом неопределенностей, связанных с расчетом на основе экспериментальных данных, согласие достаточно близкое, чтобы указать на то, что одни и те же общие законы рассеяния справедливы для α- и β-частиц, несмотря на значительные различия в относительной скорости и массе этих частиц.

Как и в случае с α-лучами, значение N следует просто определить для любого заданного элемента путем измерения малой доли падающих β-частиц, рассеянных под большим углом; таким образом, можно избежать возможных ошибок, связанных с малым рассеянием.

Данные рассеяния для β-лучей, а также для α-лучей, указывают на то, что центральный заряд в атоме приблизительно пропорционален его атомной массе. Это согласуется с экспериментальными выводами Шмидта [109]. В своей теории поглощения α-лучей он предположил, что при прохождении тонкого слоя вещества малая доля α-частиц останавливается, а малая доля β-частиц отражается или рассеивается обратно в направлении падения. Сравнивая кривые поглощения различных элементов, он вывел, что значе-

ние константы β для разных элементов пропорционально nA^2, где n — число атомов на единицу объема, и A — атомная масса элемента. Это в точности соответствует соотношению, которое можно ожидать в теории однократного рассеяния, если центральный заряд атома пропорционален его атомной массе.

4.6.4 Заключительные замечания

При сравнении теории, изложенной в данной статье, с экспериментальными результатами было высказано предположение, что атом состоит из центрального заряда, предположительно сконцентрированного в точке, и что большие одиночные отклонения частиц α и β в основном обусловлены их прохождением через сильное центральное поле. Эффект равного и противоположного по знаку компенсирующего заряда, предположительно равномерно распределенного по сфере, был проигнорирован. Некоторые доказательства в поддержку этих предположений будут кратко рассмотрены. Для конкретности рассмотрим прохождение высокоскоростной частицы α через атом, имеющий положительный центральный заряд Ne, и окруженный компенсирующим зарядом из N электронов.

Помня, что масса, импульс и кинетическая энергия частицы очень велики по сравнению с соответствующими значениями для электрона в быстром движении, из динамических соображений не представляется возможным, чтобы частица отклонилась на большой угол при близком сближении с электроном, даже если последний находится в быстром движении и ограничен сильными электрическими силами. Представляется разумным предположить, что вероятность одиночных отклонений на большой угол по этой причине, если не равна нулю, должна быть чрезвычайно мала по сравнению с вероятностью отклонения из-за центрального заряда.

Интересно изучить, насколько экспериментальные данные проливают свет на вопрос о степени распределения центрального заряда. Предположим, например, что центральный заряд состоит из N единичных зарядов, распределенных по такому объему, что большие одиночные отклонения в основном обусловлены составляющими зарядами, а не внешним полем, создаваемым распределением. Было показано (w 3), что доля частиц, рассеянных под большим углом, пропорциональна $(NeE)^2$, где Ne — центральный заряд, сконцентрированный в точке, а E — заряд на отклоненной частице. Однако, если этот заряд распределен в виде отдельных частиц, то доля частиц, рассеянных под заданным углом, пропорциональна Ne^2 вместо N^2e^2. В этом расчете влияние массы составляющей частицы было проигнорировано, и учитывалось только ее электрическое поле. Поскольку было показано, что значение центрального точечного заряда для золота должно быть около 100, значение распределенного заряда, необходимого для получения такой

же доли одиночных отклонений на большой угол, должно быть не менее 10 000. В этих условиях масса составляющей частицы будет мала по сравнению с массой α частицы, и возникает трудность в получении вообще больших одиночных отклонений. Кроме того, при таком большом распределенном заряде эффект многократного рассеяния относительно важнее, чем эффект одиночного рассеяния.

Например, вероятный малый угол отклонения пучка частиц, проходящих через тонкую золотую фольгу, был бы намного больше, чем тот, который экспериментально наблюдал Гейгер (b-c). Большой и малый углы отклонения тогда не могли бы быть объяснены предположением о центральном заряде одинаковой величины. Рассматривая имеющиеся данные в целом, кажется проще всего предположить, что атом содержит центральный заряд, распределенный по очень малому объему, и что большие одиночные отклонения обусловлены центральным зарядом в целом, а не его составляющими. В то же время, экспериментальные данные недостаточно точны, чтобы отвергнуть возможность того, что небольшая часть положительного заряда может переноситься сателлитами, простирающимися на некоторое расстояние от центра. Доказательства по этому вопросу можно было бы получить, изучив, требуется ли тот же центральный заряд для объяснения больших одиночных отклонений альфа- и бета-частиц;

Для того чтобы частица a претерпела такое же большое отклонение, она должна приблизиться к центру атома гораздо ближе, чем бета-частица со средней скоростью.

Имеющиеся общие данные указывают на то, что значение этого центрального заряда для разных атомов приблизительно пропорционально их атомным массам, по крайней мере, для атомов тяжелее алюминия. Было бы очень интересно проверить экспериментально, выполняется ли такое простое соотношение также для более легких атомов. В случаях, когда масса отклоняющего атома (например, водорода, гелия, лития) не сильно отличается от массы частицы, общая теория однократного рассеяния потребует модификации, поскольку необходимо учитывать движения самого атома (см. w 4).

Интересно отметить, что Нагаока [291] математически рассмотрел свойства *атома типа Сатурна*; он предполагал, что атом состоит из центральной притягивающей массы, окруженной кольцами вращающихся электронов. Он показал, что такая система была устойчивой, если сила притяжения была велика. С точки зрения, рассмотренной в его статье, Вероятность большого отклонения практически не изменится, независимо от того, считается ли атом диском или сферой. Можно отметить, что найденное приближенное значение центрального заряда атома золота ($100e$) составляет около этого следовало бы ожидать, если бы атом золота состоял из 49 атомов гелия, каждый из которых нес заряд $2e$. Это может всего лишь совпадением, но оно, безусловно, наводит на размышления, учитывая вылет атомов гелия,

несущих две единицы заряды из радиоактивных веществ.

Выводы, сделанные на основе рассмотренной до сих пор теории, *не зависят от знака центрального заряда*, и пока не удалось получить убедительные доказательства того, является ли он положительным или отрицательным. Возможно, вопрос о знаке можно решить, рассмотрев разницу в законах поглощения β-частиц, ожидаемых в рамках двух гипотез, поскольку эффект излучения, уменьшающий скорость β-частицы, должен быть гораздо более выраженным при положительном, чем при отрицательном центре. Если центральный заряд положительный, легко заметить, что положительно заряженная масса, если она высвобождается из центра тяжелого атома, приобретает большую скорость при движении через электрическое поле. Таким образом, возможно объяснить высокую скорость выброса α-частиц, не предполагая, что они изначально находятся в быстром движении внутри атома.

Дальнейшее рассмотрение применения этой теории к этим и другим вопросам будет отложено до более поздней статьи, когда основные выводы теории будут проверены экспериментально. Эксперименты в этом направлении уже ведутся Гейгером и Марсденом. »

4.6.5 Замечания по статье Резерфорда

В статье 1911 г. «The scattering of $\alpha-$ and $\beta-$particles by matter and the structure of the atom» [324] Резерфорд выдвинул модель для описания структуры атома, произвёл её проверку на основе имевшихся данных и наметил план наиболее актуальных экспериментальных исследований.

Эта публикация не вызвала поначалу такого резонанса, как публикация Ретгена снимка человеческой кисти и не была доступна для понимания без необходимой подготовки. Но со временем её значение стало очевидным — это было рождение новой ветви науки — *ядерной физики*.

Статья Резерфорда — редкий пример одновременного глубокого анализа данных и теоретического рассмотрения. Очень важен стиль оценки результатов работы, одновременно незашоренный и осторожный в окончательных суждениях.

Методология Резерфорда стала исходным пунктом для рассмотрения явлений как *процессов рассеяния*. Концепция Резерфорда о *сечении рассеяния* теперь доминирует в описаниях экспериментальной физики частиц.

Обратное рассеяние ионов от мишени стало со временем методом аналитического исследования состава твердых тел и тонких пленок, основанный на бомбардировке образца пучком быстрых легких ионов и измерении энергии частиц, отскочивших назад.

В современной экспериментальной практике *спектроскопия резерфордовского обратного рассеяния* (англ. Rutherford backscattering spectroscopy, RBS) — разновидность спектроскопии ионного рассеяния, основанная на анализе энергетических спектров ионов He+ или протонов с энергией 1-3 МэВ, рассеянных в обратном направлении по отношению к исследуемому образцу.

Интересный анализ содержится в статье Ч. Бейли [19] 2013 г. «Ранние атомные модели — от механических к квантовым (1904–1913)».

⋮

Имитационное моделирование рассеяния альфа-частицы

«Опыт Резерфорда» до сих пор служит источником вдохновения для любителей науки. Существуют реконструкции аппаратуры Гейгера и Марсдена. Отправной точкой для этих реконструкций является схема — рис. 4.22.

В наши дни есть масса возможностей компьютерного моделирования их экспериментов.

Для наглядности можно провести имитационное моделирование рассеяния альфа-частицы в отталкивающем потенциале ядра атома.

На рис. 4.19 показаны различные варианты траекторий заряженных частиц в отталкивающем потенциале. Рассмотрены точечный источник и параллельный пучок частиц.

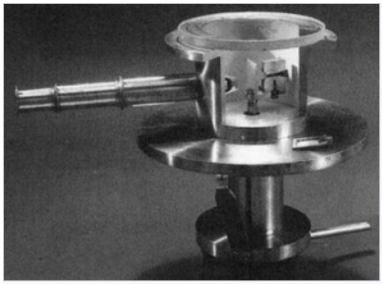


Рис. 4.18: Модель установки Гейгера-Марсдена 1913 г., https://en.wikipedia.org/wiki/Rutherford_scattering_experiments

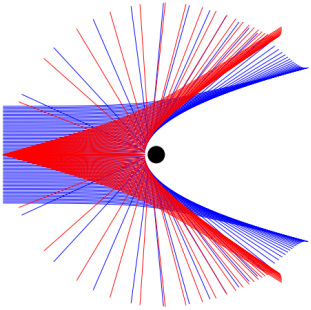


Рис. 4.19: Движение в отталкивающем потенциале [340]

Из рис. 4.19 видно, что подавляющая часть частиц рассеивается на малые углы. В случае очень малого прицельного параметра, происходит рассеяние на большие углы, в том числе на более, чем 90°.

4.7 Опыты Гейгера-Марсдена — продолжение

В этом разделе мы продолжим знакомиться с экспериментами по исследованию структуры атома. В отличие от поисковых работ этапа 1908-1910 гг. исследователи были вооружены моделью атома Резерфорда, выводы которой (стр. 234) требовали тщательной проверки.

4.7.1 Рассеяние α-частиц веществом 1912 г.

Гейгер продолжил свою серию экспериментов по рассеянию α-частиц публикацией 1912 г. «The Scattering of the α-Particles by Matter» [326].

Эта публикация закрепила результаты прецизионных измерений углов рассеяния и подтвердила выводы Резерфорда о существовании массивного и компактного положительно заряженного центра в атоме.

« В предыдущей статье [285] — см. §4.4.4, посвященной рассеянию альфа-частиц веществом, автор описал эксперименты, позволившие непосредственно определить наиболее вероятный угол отклонения альфа-частицы при прохождении через тонкую пленку вещества. В этих экспериментах интенсивный, узкий и параллельный пучок альфа-частиц направлялся на экран из сульфида цинка, а распределение сцинтилляций на экране фиксировалось при перекрытии пучка металлическими пластинками различной толщины и состава. Также проводились измерения для альфа-частиц с различными скоростями. На основе полученного распределения легко определялся наиболее вероятный угол отклонения альфа-частицы в каждом конкретном случае. Эти выводы основывались на предположении, что рассеяние пучка является результатом множества малых отклонений, испытываемых альфа-частицами при взаимодействии с атомами рассеивающей фольги. Такой тип рассеяния Резерфорд [324] недавно назвал «сложным рассеянием» (compound scattering), чтобы отличить его от другого типа, обозначаемого как «одиночное рассеяние» (single scattering), которое подразумевает отклонение альфа-частицы на большие углы в ходе одного столкновения.

Первый раздел данной статьи посвящен распределению рассеянных альфа-частиц на экране; во втором рассматривается связь между толщиной фольги и наиболее вероятным углом рассеяния, который она вызывает. При этом нет необходимости делать какие-либо специальные предположения относительно законов взаимодействия атома и альфа-частицы; достаточно лишь допустить, что отклонение при каждом отдельном столкновении мало по сравнению с итоговым отклонением после прохождения через рассеивающую фольгу. Таким образом, в данной статье не рассматривается рассеяние на большие углы, наблюдавшееся Гейгером и Марсденом [282] и объясненное Резерфордом как результат одиночных столкновений. Столь значительные

отклонения редки, и ими можно пренебречь при анализе отклонений на малые углы.

Кривая распределения α-частиц

Предполагается, что параллельный пучок α-частиц бесконечно малого поперечного сечения проходит через рассеивающую фольгу, а затем падает на экран из сульфида цинка. Если ввести прямоугольные координаты в плоскости экрана, приняв точку падения нерассеянного пучка за начало координат, то угол отклонения α-частицы при прохождении через фольгу можно определить по координатам точки ее попадания на экран. Это обоснованно, поскольку все рассеяние происходит на одном и том же расстоянии от экрана, а рассматриваемые углы очень малы (порядка нескольких градусов). Согласно закону распределения ошибок, вероятность p попадания α-частицы в элемент площади $dx\,dy$ в точке (x, y) экрана определяется выражением

$$p = \frac{1}{2l^2\pi} e^{-(x^2+y^2)/2l^2} dxdy. \tag{4.55}$$

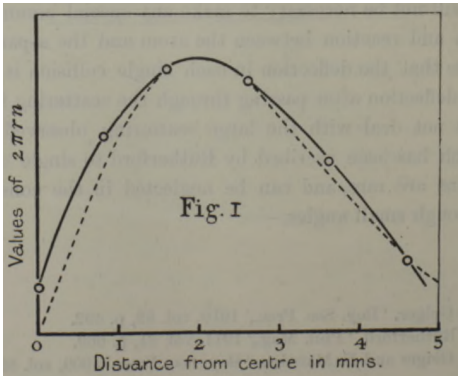


Рис. 4.20: Кривая рассеяния α-частиц Fig. 1. Гейгер 1912 г.[326]

Вводя полярные координаты и интегрируя по углу в пределах от 0 до 2π, мы получаем вероятность P_r любого отклонения r от центра, а именно:

$$P_r = \frac{r}{l^2} e^{-(r^2)/l^2} dr. \tag{4.56}$$

Кривая, описываемая этим уравнением, имеет максимум при $r = l/\sqrt{2}$; следовательно, $l/\sqrt{2}$ — это наиболее вероятное отклонение на экране, а $l/(d\sqrt{2})$ — наиболее вероятный угол отклонения (где d — расстояние от

рассеивающей фольги до экрана). Среднее значение r находится путем интегрирования величины rP_r в пределах от 0 до ∞. Результат составляет $\bar{r} = l\sqrt{\pi}/2 \approx 0,886l$ (или, в других обозначениях, $\approx 1,25$ наиболее вероятного отклонения). Таким образом, *среднее отклонение в 1,25 раза превышает наиболее вероятное отклонение.*

Кривая, описываемая приведенным выше уравнением, хорошо согласуется с экспериментальными кривыми, представленными на рис. 2 и 3 цитируемой выше работы. Для сравнения на прилагаемой диаграмме (рис. 1 данной статьи) повторно построена кривая с рис. 2, причем теоретическая кривая показана пунктиром. Наиболее вероятное отклонение l принято равным 2. Различие между двумя кривыми вблизи начала координат обусловлено конечными размерами поперечного сечения пучка, использованного в эксперименте.

Зависимость угла рассеяния от толщины фольги

Прежде всего необходимо рассмотреть вопрос о сложении последовательных углов рассеяния. Предположим, что рассеивающая фольга F, расположенная на расстоянии d от экрана, рассеивает α-частицы таким образом, что на экране наблюдается наиболее вероятное отклонение h. Тогда вероятность p_1 того, что α-частица попадет в элемент площади dx_1dy_1 в точке с координатами x_1, y_1 на экране, составляет

$$p_1 = \frac{1}{2\pi l_1^2} e^{-(x_1^2+y_1^2)/2l_1^2} dx_1 dy_1 \tag{4.57}$$

Рассмотрим теперь влияние дополнительной рассеивающей фольги, помещенной непосредственно перед первой. Пусть одна лишь вторая фольга вызывает наиболее вероятное отклонение l_2 α-частицы на экране. В сочетании с первой фольгой она вызовет дополнительное отклонение частицы из точки (x_1, y_1) в точку (x_2, y_2). ...

$$p = \frac{1}{2l^2\pi} e^{-(x^2+y^2)/2l^2} dxdy. \tag{4.58}$$

Снова вводя полярные координаты и интегрируя по углу, мы получаем вероятность отклонения величины r на экране, не зависящую от направления этого отклонения.

$$P = \frac{r}{l_1^2 + l^2} e^{-(r^2)/2(l_1^2+l^2)^2} dr. \tag{4.59}$$

Это уравнение тождественно уравнению (4.56), за исключением того, что в данном случае вместо l^2 фигурирует константа $l_1^2 + l^2$.

Если рассмотреть фольги одинаковой толщины и предположить, что скорость частицы при прохождении через них не меняется, то можно положить

$l_1 = l_2 = l_n$. Отсюда следует, что *наиболее вероятный угол рассеяния возрастает пропорционально квадратному корню из толщины слоя, пройденного частицей.* На это также указывал сэр Дж. Дж. Томсон в своей теоретической работе [297].

Теперь мы видоизменим полученное выше уравнение, описывающее зависимость угла рассеяния от толщины, учтя уменьшение скорости α-частицы при прохождении через фольгу. Вследствие уменьшения скорости удельный коэффициент рассеяния возрастает; как показали эксперименты с очень тонкими фольгами, это возрастание обратно пропорционально кубу скорости [287]. Чтобы определить рассеяние, вызываемое фольгой конечной толщины, мы для удобства будем рассматривать эту фольгу как совокупность слоев такой толщины, что при прохождении через любой из них α-частица сталкивается лишь с одним атомом. Если обозначить через n_0 пробег α-частицы, выраженный числом атомов, которые она способна преодолеть, то ее скорость после прохождения через n атомов определяется выражением

$$v^3 = l_0 \frac{v_0^3}{n_0}(n_0 - n), \tag{4.60}$$

и наиболее вероятное отклонение, вызванное n-м атомом, будет равно

$$l = l_0 \frac{v_0^3}{v^3} = l_0 \frac{n_0}{n_0 - n} \tag{4.61}$$

где l_0 — наиболее вероятное отклонение для $v = v_0$, где v_0 — начальная скорость α-частицы. Когда α-частица проходит через первый атом, значение наиболее вероятного отклонения равно $l_1 = l_0 \frac{n_0}{n_0 - 1}$, когда она проходит через второй атом, значение l равно $l_2 = l_0 \frac{n_0}{n_0 - 2}$, и так далее. Квадрат наиболее вероятного отклонения частицы после того, как она последовательно прошла через атомы, задается формулой

$$L^2 = l_1^2 + l_c^2 + \ldots + l_n^2 = n_0^2 l_0^2 [\frac{1}{(n_0 - 1)^2} + \frac{1}{(n_0 - 2)^2} + \ldots + \frac{1}{(n_0 - n)^2}] \tag{4.62}$$

or, since n is large

$$L^2 = n_0^2 l_0^2 \int_0^x \frac{1}{(n_0 - x)^2} dx; \text{ что приводит к } L = l_0 \sqrt{\frac{n_0 n}{n_0 - n}} \tag{4.63}$$

Кривая, описываемая этим уравнением, изображена на рис. 2 (4.21). Согласно этой зависимости, наиболее вероятный угол рассеяния при малых толщинах (когда n мало по сравнению с n_0) возрастает пропорционально квадратному корню из толщины. При дальнейшем увеличении толщины кривая проходит через точку перегиба и на значительном участке практически совпадает с прямой линией. При еще больших толщинах рост наиболее вероятного угла становится все более быстрым.

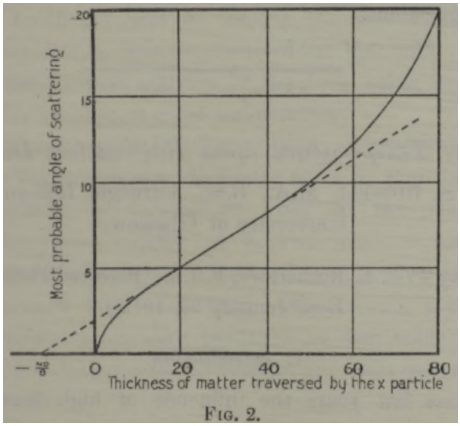


Fig. 2.

Рис. 4.21: Наиболее вероятный угол рассеяния α-частиц в зависимости от толщины вещества Fig. 2. [326]

Экспериментальные кривые, приведенные на рис. 5 предыдущей статьи [285], хорошо согласуются с этими выводами. Начинаясь от начала координат, экспериментальные кривые для различных материалов демонстрируют заметную кривизну, прежде чем перейти в прямые линии. Эксперименты не проводились при достаточно больших толщинах, чтобы продемонстрировать конечное резкое увеличение угла рассеяния. Диапазон толщин, в котором исследовалось рассеяние, соответствует значениям абсцисс на приведенном выше рисунке, меньшим 60. Прямые линии, полученные в упомянутых выше экспериментах, при их продлении назад пересекают отрицательную полуось X практически на одном и том же расстоянии от начала координат. Это также согласуется с уравнением, поскольку касательная в точке перегиба пересекает ось X в точке $\frac{1}{8}n_0$ — величине, не зависящей от конкретных свойств рассеивающего материала.

Исходя из соображений, аналогичных приведенным выше, можно рассчитать рассеяние α-частиц в газах и определить коэффициенты рассеяния. Этот вопрос представляет интерес, поскольку для веществ с атомной массой, сопоставимой с массой α-частицы, степень рассеяния может не быть пропорциональной атомной массе — зависимость, которая, по-видимому, хорошо выполняется для изученных к настоящему времени более тяжелых атомов. Однако обсуждение этого вопроса будет отложено до тех пор, пока не будут проведены необходимые эксперименты.

4.7.2 Законы отклонения α-частиц на большие углы.

Эта фундаментальная работа [328], [329] 1913 г., опубликованная через два года после того, как Резерфорд представил свою теоретическую модель атомного ядра ([324] 1911 г.), обеспечила ее окончательное количественное подтверждение. Гейгер и Марсден тщательно проверили и обосновали все положения модели рассеяния Резерфорда (см. стр. 234), подтвердив, что число рассеянных частиц зависит от толщины фольги, атомной массы материала и скорости падающих альфа-частиц.

« В предыдущих работах [285], [326] один из нас (Гейгер) показал, что при прохождении α-частиц через вещество отклонения в среднем невелики и составляют лишь несколько градусов. В этих экспериментах узкий пучок α-частиц падал на экран из сульфида цинка в вакууме, а на экране наблюдалось распределение сцинтилляций при помещении на пути α-частиц различных металлических фольг. На основе полученного распределения можно было определить наиболее вероятный угол рассеяния; было показано, что результаты объясняются в предположении, будто отклонение отдельной α-частицы представляет собой результат суммирования множества очень малых отклонений, возникающих при прохождении частицы через последовательные отдельные атомы рассеивающего вещества.

Однако в более ранней статье [282] (см. §4.4.3) мы отмечали, что α-частицы иногда отклоняются на очень большие углы. Это подтверждалось тем фактом, что при падении α-частиц на металлическую пластинку небольшая их часть — около $1/1800$ в случае платины — испытывает диффузное отражение. Хотя эта доля отраженных частиц невелика, она все же слишком значительна, чтобы ее можно было объяснить упомянутой выше простой теорией рассеяния. На основании экспериментальных данных легко подсчитать, что вероятность отклонения на угол 90° ничтожно мала и на несколько порядков отличается от величины, полученной экспериментально.

Недавно профессор Резерфорд [324] разработал теорию (см. §4.6), объясняющую рассеяние α-частиц на столь большие углы; в основе этой теории лежит предположение, что отклонения возникают в результате тесного сближения α-частицы с отдельным атомом вещества, через которое она проходит. Согласно этой теории, атом состоит из мощного центрального заряда (положительного или отрицательного), сосредоточенного в сфере радиусом менее 3×10^{-12} см, и окружающего его электричества противоположного знака, распределенного по остальной части атома, радиус которого составляет около 10^{-8} см. При рассмотрении отклонения α-частицы, движущейся в направлении такого атома, можно считать, что основной эффект отклонения обусловлен именно центральным сосредоточенным зарядом, под действием которого α-частица движется по гиперболе, причем центр атома находится

в одном из ее фокусов.

Угол между направлениями движения α-частицы до и после отклонения зависит от расстояния (длины перпендикуляра), на которое начальная траектория отстоит от центра атома. Однако доля α-частиц, траектории которых проходят достаточно близко к центру атома, невелика, поэтому и вероятность значительного отклонения α-частицы такого рода соответственно мала. Таким образом, если направить узкий пучок α-частиц на тонкий слой вещества, в котором атомы распределены хаотически по всему объему, и подсчитывать рассеянные частицы по вспышкам (сцинтилляциям) на экране из сульфида цинка, расположенном на некотором расстоянии от точки падения пучка под углом ϕ к нему, то можно определить, что число α-частиц, попадающих на единицу площади экрана в секунду, равно (4.37) (§4.6)

$$\frac{Qntb^2 \operatorname{cosec}^4(\phi/2)}{16r^2},$$

где $b = 2NeE/mu^2$ (4.32), Q — число α-частиц, проходящих в секунду через исходный узкий пучок; n — число атомов в единице объема материала; t — толщина фольги.

Таким образом, число отклоненных α-частиц пропорционально:
(1) $\operatorname{cosec}^4(\theta/2)$,
(2) толщине t рассеивающего материала (при условии, что толщина мала),
(3) квадрату заряда ядра Ne атомов вещества, используемого для рассеяния частиц,
(4) величине, обратной четвертой степени скорости u падающих α-частиц.

По предложению профессора Резерфорда мы провели эксперименты для проверки основных выводов упомянутой выше теории.

Исследованию подлежали следующие вопросы:
(1) Зависимость от угла.
(2) Зависимость от толщины рассеивающего материала.
(3) Зависимость от атомного веса рассеивающего материала.
(4) Зависимость от скорости падающих α-частиц.
(5) Доля частиц, рассеянных на определенный угол.

Основная трудность при проведении экспериментов была связана с необходимостью использования очень интенсивного и узкого пучка α-частиц, что обусловлено малой величиной эффекта рассеяния. Все измерения выполнялись путем наблюдения сцинтилляций, вызванных рассеянными α-частицами, на экране из сульфида цинка; *в ходе экспериментов было зарегистрировано более 100 000 таких вспышек.* Следует отметить, что все полученные нами результаты хорошо согласуются с теоретическими выводами профессора Резерфорда и служат убедительным подтверждением правильности исходного предположения о том, что в центре атома сосредоточен

значительный электрический заряд, занимающий область, размеры которой малы по сравнению с диаметром самого атома.

(1) Изменение рассеяния в зависимости от угла

Мы уже отмечали, что для получения измеримых эффектов необходим интенсивный узкий пучок α-частиц. Кроме того, траектория движения α-частиц должна проходить в вакуумированной камере, чтобы избежать осложнений, вызванных поглощением и рассеянием в воздухе.

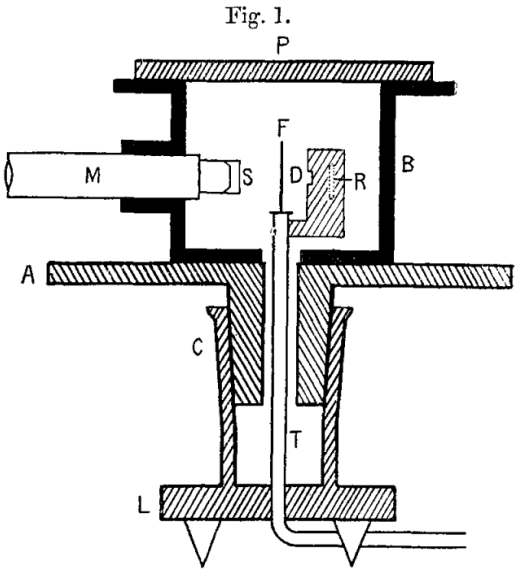


Рис. 4.22: Схема установки для измерения дифференциального рассеяния α-частиц Fig. 1. Гейгер-Марсден 1913 г. [329]

Использованная установка показана на рис. 1 (рис. 4.22); она состояла главным образом из прочного цилиндрического металлического корпуса B, внутри которого находились источник α-частиц R, рассеивающая фольга F и микроскоп, к которому был жестко прикреплен экран S из сульфида цинка. Корпус был закреплен на круглой платформе A со шкалой; *платформу можно было вращать* с помощью герметичного конического соединения C. При вращении платформы корпус и микроскоп перемещались вместе с ней, тогда как рассеивающая фольга и источник излучения оставались неподвижными, будучи закрепленными на трубке T, которая, в свою очередь,

крепилась к стойке L. Корпус B закрывался притертой пластиной P; из него можно было откачивать воздух через трубку T.

Использованный источник α-частиц был аналогичен тому, который первоначально применяли Резерфорд и Ройдс [235] в своих экспериментах по изучению природы α-частиц. Он представлял собой небольшую тонкостенную стеклянную трубку диаметром около 1 мм, содержащую значительное количество хорошо очищенной эманации радия. α-частицы, испускаемые эманацией и продуктами ее распада (активным налетом), могли проходить сквозь стеклянные стенки без существенного уменьшения пробега. В данных экспериментах неоднородность источника, обусловленная различием α-частиц, испускаемых эманацией, Ra A и Ra C, не препятствует применению теоретически выведенного закона рассеяния в зависимости от угла, поскольку каждая группа α-частиц рассеивается в соответствии с одним и тем же законом.

С помощью диафрагмы, установленной в точке D, узкий пучок альфа-частиц направлялся перпендикулярно на рассеивающую фольгу F. Поворачивая микроскоп, можно было наблюдать на экране S альфа-частицы, рассеянные в различных направлениях. Хотя для экспериментов имелось более 100 милликюри эманации радия, малая величина эффекта при больших углах отклонения требовала размещения экрана и источника на небольшом расстоянии от рассеивающей фольги. В некоторых экспериментах расстояние между источником и рассеивающей фольгой составляло 2.5 см, а экран перемещался по окружности радиусом 1.6 см; в других экспериментах эти расстояния были увеличены. Наблюдения проводились при углах отклонения от 5° до 150°. При измерении рассеяния на большие углы экран из сульфида цинка приходилось располагать в непосредственной близости от источника; при этом бета- и гамма-лучи вызывали на нем сильную люминесценцию, что затрудняло подсчет сцинтилляций. Влияние бета-лучей удалось максимально снизить, поместив источник в свинцовый контейнер (на схеме заштрихован). Однако количество свинца было ограничено из-за занимаемого им объема, вследствие чего наблюдения при углах отклонения от 150° до 180° провести не удалось.

При исследовании рассеяния на относительно малые углы расстояния от источника и экрана до рассеивающей фольги были значительно увеличены, чтобы получить пучки с меньшим телесным углом.

Было установлено, что число частиц, рассеянных на различные углы, чрезвычайно быстро убывает с увеличением угла; поскольку надежный подсчет сцинтилляций возможен лишь в диапазоне примерно от 5 до 90 вспышек в минуту, измерения можно было проводить одновременно только в относительно узком интервале углов. Сначала измерялось число частиц, рассеянных на большие углы; по мере распада эманации становилось возможным проводить измерения для все меньших углов, а благодаря известному зако-

ну распада эманации результаты, полученные в разное время, можно было скорректировать с учетом снижения активности. Даже при отсутствии рассеивающей фольги на экране всегда наблюдалось небольшое число сцинтилляций. Очевидно, они были вызваны рассеянным излучением от стенок сосуда и от краев диафрагмы, ограничивающей пучок. Это влияние удалось максимально уменьшить, выложив камеру бумагой и использовав для диафрагмы материал с малым атомным весом — алюминий. Число таких «посторонних» альфа-частиц при различных положениях микроскопа определялось путем удаления рассеивающей фольги, что позволяло с уверенностью вносить необходимые поправки.

Для наиболее эффективного использования имеющейся эманации измерения проводились одновременно с использованием различных фольг. Фольги закреплялись на рамках, вставляемых в прорезь трубки T таким образом, чтобы их можно было заменять и точно устанавливать на прежнее место. В таблице I приведен пример серии измерений, выполненных с использованием серебряной фольги для рассеяния альфа-частиц.

Angle ϕ	Scintillations per minute: Without foil	With foil	Corrected for effect without foil	Corrected for decay, N	$\frac{1}{\sin^4 \phi/2}$	$N \times \sin^4 \phi/2$
150	0.2	4.95	4.75	6.95	1.15	6.0
135	2.6	8.3	5.7	8.35	1.38	6.1
120	3.8	10.3	6.5	9.5	1.79	5.3
105	0.6	10.6	10.0	14.6	2.53	5.8
75	0.0	28.6	28.6	41.9	7.25	5.8
60	0.3	69.2	68.9	101	16.0	6.3

Таблица 4.14: Изменение рассеяния в зависимости от угла. (Пример серии измерений.) Серебряная фольга. Гейгер-Марсден 1913 г. [329] Время, прошедшее с момента заполнения трубки с эманацией, 51 час. Поправка на распад, 0,683.

В этой серии было подсчитано около 2500 сцинтилляций. Через пять дней измерения для меньших углов были повторены, и диапазон углов был расширен. Таким образом, в течение нескольких недель был исследован весь диапазон углов. При измерении относительно больших углов отклонения приходилось использовать широкий пучок радиусом около 15°, чтобы получить достаточное количество сцинтилляций, но для меньших углов апертура диафрагмы, ограничивающей пучок, значительно уменьшалась, так что угол, при котором подсчитывались сцинтилляции, всегда был большим по сравнению с угловым радиусом пучка. При переходе от одной диафрагмы к другой

проводились сравнительные измерения для разных углов, чтобы получить точное значение коэффициента уменьшения.

I	II	III	IV	V	VI
		Silver		Gold	
Angle of deflexion, ϕ	$\frac{1}{\sin^4 \phi/2}$	Number of scintillations, N	$\frac{N}{\sin^4 \phi/2}$	Number of scintillations, N	$\frac{N}{\sin^4 \phi/2}$
150	1.15	22.2	19.3	33.1	28.8
135	1.38	27.4	19.8	43.0	31.2
120	1.79	33.0	18.4	51.9	29.0
105	2.53	47.3	18.7	69.5	27.5
75	7.25	136	18.8	211	29.1
60	16.0	320	20.0	477	29.8
45	46.6	989	21.2	1435	30.8
37.5	93.7	1760	18.8	3300	35.3
30	223	5260	23.6	7800	35.0
22.5	690	20300	29.4	27300	39.6
15	3445	105400	30.6	132000	38.4
30	223	5.3	0.024	3.1	0.014
22.5	690	16.6	0.024	8.4	0.012
15	3445	93.0	0.027	48.2	0.014
10	17330	508	0.029	200	0.0115
7.5	54650	1710	0.031	607	0.011
5	276300	...	...	3320	0.012

Таблица 4.15: Изменение рассеяния в зависимости от угла. (избранные результаты). Гейгер-Марсден 1913 г. [329]

В таблице II (4.15) приведены результаты двух серий экспериментов с фольгой из серебра и золота. Толщина фольги в первой серии составляла 0,45 и 0,3 см, а во второй серии — 0,45 и 0,1 см для серебра и золота соответственно. В столбце I приведены значения углов ϕ между направлением пучка и направлением подсчета рассеянных частиц. Столбец II. В столбцах III и IV приведены значения $\frac{1}{\sin^4 \phi/2}$ количество сцинтилляций, наблюдавшихся для серебра и золота соответственно. Внесены поправки на распад эмиссии, на естественное излучение и на изменение диафрагмы. Для меньших углов были применены поправки (ни в коем случае не превышающие 20 процентов) в связи с тем, что пучок частиц имел конечные размеры и не был пренебрежимо мал по сравнению с углом отклонения. Эти поправки были рассчитаны на основе геометрических соображений. В столбцах IV и VI приведены отношения количества сцинтилляций к $\frac{1}{\sin^4 \phi/2}$. Видно, что в обоих наборах значения приблизительно постоянны. Отклонения носят несколько систематический характер, отношение увеличивается с уменьшением уг-

ла. Однако любые незначительные отклонения, асимметрия в аппаратуре и другие причины могут систематически влиять на результаты, так что, подгонка На основе двух наборов наблюдений и учитывая огромные колебания числа рассеянных частиц, от 1 до 250 000, отклонения от постоянства отношения, вероятно, находятся в пределах экспериментальной погрешности. Таким образом, эксперименты доказывают, что число α-частиц, рассеянных в определенном направлении, изменяется как $\frac{1}{\sin^4 \phi/2}$.

(2) Изменение рассеяния в зависимости от толщины материала

При исследовании зависимости рассеяния от толщины материала представлялось необходимым использовать однородный источник частиц, поскольку, согласно теории, эффект изменения скорости с увеличением толщины будет очень существенным для частиц с низкой скоростью. В экспериментах по «комплексному рассеянию», проведенных одним из нас, использовался источник, состоящий из RaC, осажденного из излучения радия in situ в небольшой конической трубке, снабженной слюдяным окном, излучение отводилось при проведении измерений путем расширения в большой объем, соединенный с ним. В наших первых экспериментах мы использовали такой источник, но наблюдения в конечном итоге показали его непригодность. После расширения некоторое излучение остается, прилипая к стенкам стеклянной трубки. Это излучение и связанное с ним Ra A дают α-частицы со значительно меньшей скоростью, чем α-частицы Ra C, и хотя количество α-частиц, внесших такой вклад, составляло всего несколько процентов от числа частиц Ra C, тем не менее, из-за того, что количество рассеяния очень быстро увеличивается с уменьшением скорости, возмущения, вызванные более медленными α-частицами, были настолько велики, что сделали источник непригодным для настоящей работы.

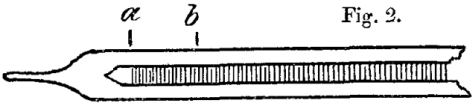


Рис. 4.23: Источник α-частиц Fig. 2. Гейгер-Марсден 1913 г. [329]

В конечном итоге был выбран источник, подготовленный, как показано на рис. 2 (4.23). Около 80 миллисантиметров излучения радия были очень тщательно очищены и спрессованы в конический конец стеклянной трубки T с внутренним диаметром около 1 мм. После того, как излучение оставалось

в этом положении достаточно долгое время для достижения равновесия с RaC, оно было расширено в колбу, и небольшой участок капиллярной трубки был оттянут в точке b. Около 1 мм конца трубки, покрытого RaC, был затем отрезан (в точке a) и очищен от закупоренного излучения путем промывания спиртом и нагревания. Полученный источник RaC использовался в экспериментах, и при должной осторожности было установлено, что его распад согласуется с теорией, по крайней мере, в течение первых 80 минут.

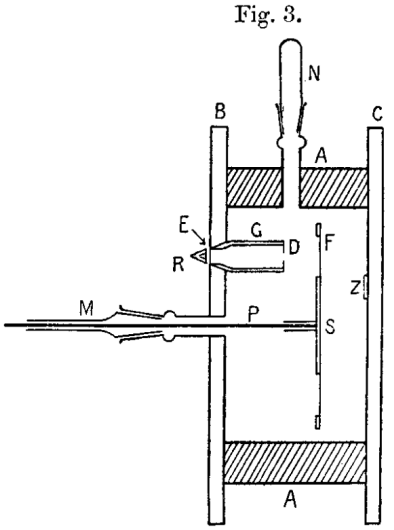


Рис. 4.24: Схема установки для исследования вляния толщины мишени Fig. 3. Гейгер-Марсден 1913 г. [329]

Схема установки, используемой для сравнения рассеяния металлических фольг различной толщины, представлена на рис. 3. (4.24). Она состоит, по существу, из источника α-излучения R, диафрагмы D, рассеивающей фольги F и экрана из сульфида цинка Z, на котором наблюдались рассеянные частицы. Основная часть аппарата была заключена в цилиндрическое латунное кольцо A, концы которого были обработаны таким образом, что их можно было герметично закрыть двумя стеклянными пластинами B и C. Глубина кольца составляла 3,5 см, а его внутренний и внешний диаметры — 5,5 и 7,5 см соответственно. В стеклянной пластине B были просверлены два отверстия: одно в центре, а другое — эксцентрично на расстоянии 1,65 см. Источник излучения R был помещен непосредственно на лист слюды, который был покрыт воском и закрывал отверстие E. Размещение источника вне

аппарата предотвращало попадание даже небольшого количества излучения, связанного с ним, в камеру и его влияние на измерения.

С помощью диафрагмы D узкий пучок α-частиц можно было направлять на рассеивающую фольгу. Различные фольги были прикреплены к диску S и закрывали пять из шести отверстий, просверленных в нем на равном расстоянии от центра. Незакрытое отверстие использовалось для определения фонового эффекта. Диск можно было установить на стержень P, который был прикреплен к соединению из шлифованного стекла M, так что его можно было вращать и подносить различные фольги перед диафрагмой. Рассеянные α-частицы наблюдались с помощью микроскопа на цинк-сульфидном экране Z, закрепленном внутри стеклянной пластины.

При проведении наблюдений диск с фольгой устанавливался на расстоянии примерно 1,2 см от стеклянной пластины C. Затем прибор полностью очищался от излучения через трубку, не показанную на схеме; для окончательной очистки использовался уголь, охлаждаемый жидким воздухом. После установки источника излучения микроскоп настраивался на ту часть цинк-сульфидного экрана, где сцинтилляции появлялись с частотой, удобной для подсчета. При источнике 30 милликюри Ra C это обычно происходило при отклонении от 20 до 30%. Площадь экрана, видимая через микроскоп, составляла около 1 кв. мм, в то время как основной пучок частиц покрывал площадь около 3 кв. мм.

Как только RaA в источнике полностью распадался (т. е. через 20 минут), начинались измерения. Измерения сначала проводились на слоях фольги меньшей толщины, а по мере распада источника они распространялись на более толстые фольги. Исходя из известного распада активного осадка радия, все измерения можно было скорректировать с учетом изменения активности источника, а результаты проверялись путем наблюдений на тех же фольгах в разное время. Эксперимент обычно длился около 80 минут. После этого времени поправки на распад источника становились не всегда надежными из-за небольшого количества излучения радия, связанного с ним, как уже упоминалось выше. Из-за относительно короткого времени, доступного в каждом эксперименте для завершения измерений, на каждой фольге можно было подсчитать только от 100 до 200 сцинтилляций.

Как и в экспериментах по изменению рассеяния в зависимости от угла, на экране из сульфида цинка наблюдались сцинтилляции даже при отсутствии рассеивающей фольги. Было установлено, что эти сцинтилляции были вызваны α-частицами, которые рассеивались с краев диафрагмы, ограничивающей пучок. Эксперименты проводились с бумажными диафрагмами и с альминовыми диафрагмами толщиной всего 1/10 мм, при этом также была введена диафрагма D' (рис. 4 (4.25)) для предотвращения рассеяния изнутри стеклянной трубки G, несущей основную диафрагму D. Даже с учетом этих мер предосторожности эффект был настолько велик, что прове-

дение точных экспериментов с фольгой с низкой атомной массой было бы невозможно. Однако эту трудность удалось успешно преодолеть, перехватив блуждающие α-частицы экраном K, который можно было поворачивать с помощью шлифованного стеклянного соединения (N на рис. 3 (4.24)) вокруг вертикальной оси, проходящей через A, так, чтобы он находился чуть за пределами основного пучка. Регулировка производилась путем наблюдения за сцинтилляциями, создаваемыми основным пучком на цинк-сульфидном экране Z, который был временно помещен в точку Z'. Величину эффекта можно оценить по следующим данным, полученным в конкретном эксперименте с алюминиевой диафрагмой: количество сцинтилляций без экрана K и рассеивающей фольги F составляло 60 в минуту, тогда как при установке экрана K это число уменьшалось до 0,5 в минуту. При установленном экране K и использовании алюминиевой фольги толщиной 0,5 см в качестве рассеивающей фольги количество сцинтилляций составляло 14 в минуту, или примерно четверть эффекта без экрана или рассеивающей фольги.

Fig. 4.

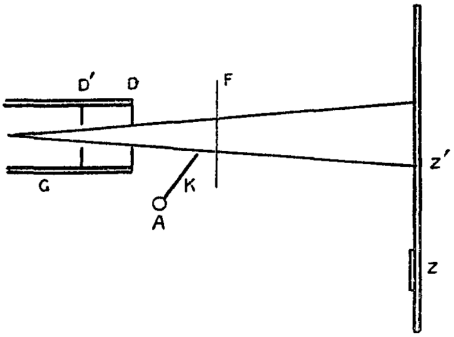


Рис. 4.25: Схема установки для исследования вляния толщины мишени Fig. 4. Гейгер-Марсден 1913 г. [329]

В следующей таблице (4.16) представлены результаты эксперимента с золотой фольгой. В столбце I указано количество фольг, а в столбце II — толщина, выраженная как тормозная способность α-частиц в сантиметрах воздуха, определенная сцинтилляционным методом. Цифры, приведенные в столбце III, представляют собой количество сцинтилляций, наблюдаемых на экране из сульфида цинка. Эти цифры скорректированы с учетом изменения активности источника во времени. Была внесена небольшая поправка, обусловленная увеличением рассеяния из-за уменьшения скорости частиц при прохождении через фольги. Величина этой поправки может быть рассчи-

тана по результатам, приведенным в последнем разделе данной статьи, и составила 9 процентов в этом эксперименте по отношению к самой толстой использованной фольге. В последнем столбце таблицы приведено отношение скорректированного количества сцинтилляций к толщине. Значения постоянны в пределах экспериментальной погрешности. Вариации, наблюдаемые в цифрах, находятся в пределах вероятностных погрешностей, обусловленных относительно небольшим количеством частиц. сцинтилляции, которые можно было подсчитать за имеющееся время.

I Number of foils	II Air equivalent. T in cm	III Number N of scintillations per minute	IV Ratio $\frac{N}{T}$
1	0.11	21.9	200
2	0.22	38.4	175
3	0.51	84.3	165
4	0.81	121.5	150
5	0.90	145	160

Таблица 4.16: Золото. — Изменение рассеяния в зависимости от толщины. Гейгер-Марсден 1913 г. [329]

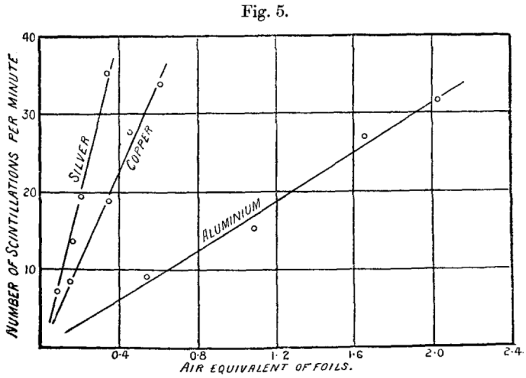


Рис. 4.26: Число сцинтилляций α-частиц для фольг разной толщины и разных материалов Fig. 5. [329]

Аналогичные эксперименты проводились с фольгой из олова, серебра, меди и алюминия. В каждой серии было подсчитано около 1000 сцинтилляций. Результаты представлены на рис. 5 (4.26), где по оси абсцисс отложена

толщина рассеивающей фольги, выраженная в сантиметрах эквивалента воздуха, а по оси ординат — количество рассеянных частиц. В каждом случае были внесены аналогичные поправки.

Для всех исследованных металлов точки лежат на прямых линиях, проходящих через начало координат. Таким образом, эксперименты доказывают, что при малой толщине вещества рассеяние пропорционально толщине. Если наблюдается какое-либо существенное уменьшение скорости α-частиц при прохождении через α-пленку, то число рассеянных α-частиц увеличивается несколько быстрее, чем толщина.

(3) Изменение рассеяния в зависимости от атомной массы.

Предполагая, что величина центрального заряда атома пропорциональна атомной массе A, профессор Резерфорд показал [324], что число α-частиц, рассеянных различными фольгами, содержащими одинаковое количество атомов, должно быть пропорционально A^2. При использовании тонких фольг, которые приходилось применять экспериментально, оказалось нецелесообразным вычислять количество атомов на единицу площади путем взвешивания фольг. Гораздо надежнее оказалось определить необходимое количество атомов из эквивалента в воздухе, полученного путем уменьшения пробега α–частиц методом сцинтилляции. Преимущество этого метода заключалось в том, что толщина определялась точно в той части фольги, которая рассеивала α–частицы, тем самым исключая любые ошибки, связанные с вариациями толщины фольг. Брэгг и другие исследователи привели данные, связывающие толщину фольг из различных материалов и их тормозную способность, и было показано, что для разных фольг одного и того же воздушного эквивалента количество атомов на единицу площади обратно пропорционально квадратным корням из атомных масс. Следовательно, если рассеяние на атом с атомной массой A пропорционально A^2, то рассеяние на сантиметр воздушного эквивалента будет пропорционально $A^2 \times A^{-\frac{1}{2}}$, т. е. $A^{3/2}$.

В экспериментальном исследовании использовалась та же аппаратура, что и в предыдущих экспериментах по изучению зависимости рассеяния от толщины материала. Отверстия в диске S были закрыты тонкими фольгами из разных материалов, толщина которых была выбрана таким образом, чтобы они давали приблизительно одинаковый эффект рассеяния. Было проведено несколько различных серий экспериментов, при этом фольги варьировались в каждом эксперименте. Результаты конкретного эксперимента приведены в таблице 4.17 — Table IV. В столбцах I и II указаны используемые фольги и их соответствующие атомные массы. В столбце III указаны воздушные эквиваленты фольг. В столбце IV указано количество наблюдаемых сцинтилляций после коррекции на изменение активности источника и поте-

I Subsrance	II Atomic weight A	III Air equivalent in cm	IV Number of scintillations per minute corrected for decay	V Number of scintillations per cm air equivalent	VI $A^{3/2}$	VII $N \times A^{3/2}$
Gold	197	.229	133	581	2770	.21
Tin	119	.441	119	270	1300	.21
Silver	107.9	.262	51.7	198	1120	.18
Copper	63.6	.616	71	115	507	.22
Aluminium	27.1	2.05	71	34.6	141	.24

Таблица 4.17: Изменение рассеяния в зависимости от атомного веса. (Пример набора измерений.). Гейгер-Марсден 1913 г. [329]

рю скорости частиц в фольге. В столбце V указано количество сцинтилляций на единицу воздушного эквивалента материала. В столбце VI приведены значения $A^{3/2}$, а в столбце VII рассчитываются отношения числа сцинтилляций к $A^{3/2}$. Полученные значения остаются постоянными в пределах экспериментальной погрешности.

Substance	Total number of scintillations counted for each material	$A^{3/2}$	Ratio of scintillations per cm. air equivalent to $A^{3/2}$	Ratio by data [330]
Gold	850	2770	95	3.4
Platinum	200	2730	99	3.2
Tin	700	1300	96	3.3
Silver	800	1120	98	3.6
Copper	600	507	104	3.7
Aluminium	700	144	110	3.6

Таблица 4.18: Изменение рассеяния в зависимости от атомного веса. (Результаты с использованием Ra C.). Гейгер-Марсден 1913 г. [329]

Сводные результаты четырех экспериментов приведены в Таблице 4.18 — Table V. В последнем столбце указаны отношения количества сцинтилляций на сантиметр, эквивалентных $A^{3/2}$. Согласно теории, это отношение должно быть постоянным. Экспериментальные значения показывают небольшое увеличение с уменьшением атомной массы.

Примечание 1. Во время проведения экспериментов [329], Ричардсон и Марсден [330] определили массы на единицу площади на см^2 в воздушном эквиваленте для различных металлов, используя метод сцинтилляции. Представив результаты и рассчитав значения отношения рассеяния на атом к A^2,

получаем следующие значения: Au 3.4, Pt 3.2, Sn 3.3, Ag 3.6, Cu 3.7, Al 3.6. Эти числа демонстрируют лучшее соответствие, чем значения в четвёртом столбце, которые рассчитаны на основе предположения о законе Брэгга.

Ввиду важности этих экспериментов дальнейшие измерения проводились в несколько иных условиях. Основная трудность в предыдущих экспериментах заключалась в том, что из-за быстрого распада источника в каждом случае было невозможно подсчитать достаточное количество сцинтилляций для получения истинного среднего значения. В следующем наборе измерений в качестве источника излучения использовалось излучение радия, находящееся в равновесии с его активным осадком. Источник представлял собой коническую стеклянную трубку (Fig. 6 — рис. 4.27) с внутренним диаметром около 1,5 мм в самой широкой части, высота конуса составляла около 2,5 мм. Конец трубки был герметично закрыт листом слюды толщиной 0,62 см, эквивалентной воздушному потоку. Эта трубка была заполнена примерно 30 милликюри высокоочищенной эманации и помещена в точке R (Fig. 3, рис. 4.24) непосредственно напротив слюдяного окна E, толщина которого также составляла 0,62 см, воздушного эквивалента.

Fig. 6.

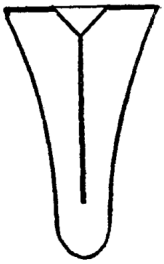


Рис. 4.27: Модифицированный источник α-частиц Fig. 6. Гейгер-Марсден 1913 г. [329]

Трудность, возникающая при использовании частиц с разными скоростями (эманация, RaA и RaC), была устранена за счет использования фольг приблизительно одинакового воздушного эквивалента. Таким образом, частицы испытывали одинаковое снижение скорости в каждой фольге, и количество рассеянных частиц, следовательно, было непосредственно сопоставимо. Конечно, было невозможно получить фольги с абсолютно одинаковым воздушным эквивалентом, но эта трудность была легко преодолена путем определения рассеяния для двух фольг из одного и того же материала, одна немного меньше, а другая немного больше, чем стандартная толщина 0,6 см воздушного эквивалента.

Из-за значительных изменений количества рассеяния в зависимости от атомной массы, фольгу нельзя было напрямую сравнивать друг с другом под одним и тем же углом. Поэтому сравнение проводилось сериями, при этом для серий с меньшей атомной массой выбирался меньший угол. В столбце VI таблицы 4.19 приведены средние результаты отношения количества рассеянных частиц к $A^{3/2}$.

Рассеяние углерода было получено с использованием тонких листов парафина, содержащих около 85,2% углерода и 14,8% водорода. Воздушный эквивалент углерода был рассчитан по закону Брэгга и составил около 78% от общей тормозной способности, а из-за низкой атомной массы водорода весь эффект рассеяния был предположен как обусловленный углеродом. Измерения рассеяния проводились путем сравнения с рассеянием, обусловленным алюминиевой фольгой с тем же воздушным эквивалентом.

I Substance	II Air equivalent of foils used	III Total number of scintillations counted for each substance	IV Number N of scintillations at the same angle and for the same air equivalent	V $A^{3/2}$	VI $\frac{N}{A^{3/2}}$
Gold	.52, .68	1200	2400	2770	.85
Platinum	.54, .625	1000	2900	2730	1.05
Tin	.51, 1.15	1400	1290	1300	.99
Silver	.38, .435	600	1060	1120	.95
Copper	.495, .61	1300	570	507	1.12
Aluminium	.45, .52, 1.06	1600	151	144	1.05
Carbon	.55, .57	400	57	41.6	1.37

Таблица 4.19: Зависимость рассеяния от атомного веса. (Результаты получены с использованием излучения радия.). Гейгер-Марсден 1913 г. [329]

Примечание 2. – Вводим новые данные по массе единицы площади фольг тот же воздушный эквивалент, что и в примечании 1, ниже приведены значения соотношения рассеяние на атом, разделенное на [2]: – Au 3,1, Pt 3,4, Sn 3,4, Ag 3,4, Cu 3,95, Al 3,4.

Из таблицы 4.19 видно, что, хотя экспериментальные условия сильно отличались от условий предыдущих экспериментов, результаты схожи и указывают на существенную правильность предположения о том, что рассеяние на атом пропорционально квадрату атомной массы. Отклонения от постоянства отношения (см. Примечания 1 и 2) находятся почти в пределах экспериментальной погрешности. Измерения до сих пор не были распространены на вещества с атомной массой меньше углерода. Когда атомная масса мала и сопоставима с массой частицы, законы рассеяния потребуют некото-

рой модификации, чтобы учесть относительное движение самого атома при столкновении.

(4) Изменение рассеяния в зависимости от скорости

Для определения зависимости рассеяния от скорости прибор был несколько модифицирован. В качестве источника излучения снова использовалась коническая стеклянная трубка, покрытая активным напылением. Этот источник располагался примерно в 1 мм от слюдяного окна (E, fig. A, рис. 4.24), так что можно было вставлять дополнительные листы слюды между источником и окном, чтобы уменьшить скорость частиц. Листы слюды использовались для этой цели из-за их однородности толщины по сравнению с металлическими фольгами. Слюда была прикреплена к картонному диску, который можно было вращать, чтобы последовательно устанавливать различные листы в нужное положение. Частицы рассеивались золотой или серебряной фольгой с тормозной способностью около 3 грамм воздуха, которая была прикреплена к стержню, проходящему через матовое стекло N. Это позволяло отводить фольгу от основного пучка во время эксперимента, чтобы проверить естественный эффект.

В данном случае диск S вращался в плоскости, очень близкой к стеклянной пластине C, и нес листы слюды различной толщины. Вращая соединение шлифованного стекла, слюду можно было разместить непосредственно перед экраном из сульфида цинка, что позволяло проверить однородность частиц после их рассеивания.

I. Number of sheets of mica	II. Range R of α-particles after leaving mica	III. Relative values of $1/v^4$	IV. Number N scintillations per minute	V. Nv^4
0	5.5	1.0	24.7	25
1	4.76	1.21	29.0	24
2	4.05	1.50	33.4	22
3	3.32	1.91	44	23
4	2.51	2.84	81	28
5	1.84	4.32	101	23
6	1.04	9.22	255	28

Таблица 4.20: Изменение рассеяния в зависимости от скорости. Table VII. Гейгер 1910 г. [285]

Результаты приведены в таблице 4.20 — Table VII. В столбце I указано количество листов слюды, которые были добавлены в дополнение к слюдяному окну, а в столбце II — пробеги частиц, падающих на рассеивающую

фольгу. Значения скоростей v были рассчитаны из этих пробегов R с использованием формулы $v^3 = aR$, найденной ранее [285]. Относительные значения $1/v^4$ приведены в столбце III. Количество сцинтилляций в минуту указано в столбце IV, а в столбце V приведены относительные значения $N \times v^4$. В исследованном диапазоне количество сцинтилляций изменяется в соотношении $1 : 10$, в то время как видно, что произведение Nv^4 остается практически постоянным. Было проведено несколько экспериментов, и в каждом случае было обнаружено, что рассеяние изменяется со скоростью, более близкой к пропорциональной обратной четвертой степени времени скорости, чем любой другой целочисленной степени. Однако из-за сравнительной неопределенности значений скорости для малых диапазонов, погрешность эксперимента может быть несколько больше, чем видно из столбца V таблицы.

В этих экспериментах оказалось необходимым использовать источник, обладающий высокой степенью однородности. В более ранних экспериментах, где нам не удалось выполнить это условие, рассеяние, по-видимому, увеличивалось гораздо быстрее, чем обратная четвертая степень скорости частиц RaC. Даже с источником RaC, с которым было связано лишь небольшое количество эманации, количество рассеяния сначала быстро увеличивалось при наложении слоев слюды, затем демонстрировало небольшое уменьшение и, наконец, снова увеличивалось. Эта неравномерность была обусловлена α-частицами эманации и RaA, которые имеют меньший радиус действия, чем частицы RaC, и, следовательно, легче рассеиваются.

Измерения было сложно распространить на α-частицы с меньшей скоростью, чем соответствует диапазону примерно в 1 сантиметр, из-за сложности наблюдения слабых сцинтилляций на меньших расстояниях. Однако в одном конкретном эксперименте, путем добавления слоев слюды для снижения скорости, количество рассеянных α-частиц, появляющихся на экране, увеличилось в 25 раз, что показало, насколько легко рассеиваются α-частицы с низкой скоростью.

Результаты исследования однородности рассеянных частиц показали, что, по крайней мере в случае золота, они оставались практически однородными после рассеяния. Эксперименты подобного рода в случае рассеяния на фольге с низкой атомной массой были бы очень интересны, но их проведение несколько затруднительно.

(5) Определение абсолютного числа рассеянных α-частиц

В предыдущих разделах мы полностью проверили теорию, предложенную профессором Резерфордом [324]. Поскольку, согласно этой теории, большое отклонение α-частицы является результатом тесного взаимодействия с одним атомом вещества, можно рассчитать величину центрального заряда атома, если определить долю α-частиц, рассеянных при определенных условиях. Мы предприняли несколько попыток в различных условиях получить

количественную оценку количества рассеянных частиц, но полученные результаты пока дают лишь приблизительное значение. Основная трудность заключается в том, что рассеянные частицы составляют такую малую долю исходного пучка, что в двух случаях приходится использовать разные методы измерения. Количество рассеянных α-частиц определялось по количеству сцинтилляций, наблюдаемых на экране из сульфида цинка, при этом необходима поправка, поскольку с использованием определенных экранов было получено лишь около 5 процентов. В результате рассеяния α-частицы вызывают сцинтилляции. Количество α-частиц в основном пучке в одном случае, когда использовалась эманационная трубка (как показано на Fig. 1 рис. 4.22), определялось непосредственно сцинтилляционным методом, при этом проходило несколько недель, так что эманация уменьшилась до небольшого значения. В других экспериментах использовался Ra C, нанесенный на внутреннюю поверхность конической стеклянной трубки (как на Fig. 2, рис. 4.23), и количество α- частиц рассчитывалось по его γ-излучению и расстоянию и площади диафрагмы, определяющей пучок.

Результаты показали, что при использовании золотой фольги, эквивалентной воздуху 1 мм (фактическая толщина 2.1×10^{-3} см), доля падающих α-частиц Ra C ($v = 2.06 \times 10^9$ см/сек), рассеянных под углом 45° и наблюдаемых на площади 1 кв. мм, расположенных перпендикулярно на расстоянии 1 см от точки падения пучка, составила 3.7×10^{-7}. Подставив это значение в уравнение, приведенное в начале этой статьи, можно рассчитать, что значение числа элементарных электрических зарядов, составляющих центральный заряд атома золота, составляет примерно половину атомной массы. Этот результат вероятно, верен с точностью до 20 процентов и согласуется с выводом профессора Резерфорда, сделанным на основе менее точных данных, приведенных в нашей предыдущей статье.

На основе результатов этого и предыдущих разделов можно рассчитать вероятность рассеяния α-частицы под любым углом при любых заданных условиях. Для материалов с атомной массой, превышающей атомную массу алюминия, достаточно точно подставить N, равную половине атомной массы, в уравнение, приведенное в начале работы.

Как видно, законы «однократного рассеяния», найденные в данной работе, существенно отличаются от законов «составного рассеяния», ранее выведенных Гейгером [326]. Однако следует помнить, что эксперименты не являются непосредственно сопоставимыми: в данной работе мы имеем дело с очень тонкими слоями вещества и измеряем очень малую долю частиц, которые отклоняются при однократных столкновениях на относительно большие углы. Эксперименты Гейгера, однако, касаются рассеивающих пленок большей толщины и углов отклонения всего в несколько градусов. В этих условиях рассеяние обусловлено комбинацией большого числа отклонений не только центральными зарядами атомов, но, вероятно, и электронными

зарядами, распределенными по остальной части их объема.

Выводы

Эксперименты, описанные в предыдущей статье, были проведены для проверки теории атома, предложенной профессором Резерфордом [324], главной особенностью которой является наличие в центре атома интенсивного, высококонцентрированного электрического заряда. Проверка основана на законах рассеяния, выведенных из этой теории. Экспериментально были проверены следующие соотношения:

(1) Число частиц, выходящих из рассеивающей фольги под углом ϕ к исходному пучку, изменяется как $1/\sin^4(\phi/2)$, когда α-частицы подсчитываются на определенной площади на постоянном расстоянии от фольги. Это соотношение было проверено при углах от 5° до 150°, и в этом диапазоне число частиц варьировалось от 1 до 250 000, что хорошо согласуется с теорией.

(2) Количество частиц, рассеянных в определенном направлении, прямо пропорционально толщине рассеивающей фольги при малых толщинах. При больших толщинах уменьшение скорости частиц в фольге приводит к несколько более быстрому увеличению количества рассеяния.

(3) Рассеяние на атом фольги из разных материалов изменяется приблизительно как квадрат атомной массы. Это соотношение было проверено для фольги из веществ от углерода до золота.

(4) Величина рассеяния данной фольгой приблизительно пропорциональна обратной четвертой степени скорости падающих α-частиц. Это соотношение было проверено в диапазоне скоростей, так что число рассеянных частиц варьировалось как 1 : 10.

(5) Количественные эксперименты показывают, что доля α-частиц Ra C, рассеянных под углом 45° золотой фольгой толщиной 1 мм воздушного эквивалента (2.1×10^{-5} см.), составляет 3.7×10^{-7}, когда рассеянные частицы подсчитываются на экране площадью 1 кв. мм, расположенном на расстоянии 1 см от рассеивающей фольги. Из этого факта и приведенных выше результатов можно рассчитать, что число элементарных зарядов, составляющих центр атома, равно половине атомной массы.

4.7.3 Заключение по завершающему этапу опытов Гейгера и Марсдена

Многолетние и многоэтапные исследования Гейгера и Марсдена были обобщены в публикации «Законы отклонения α-частиц на большие углы» §4.7.2. Эта фундаментальная работа [329] 1913 г., опубликованная через два года после того, как Резерфорд представил свою теоретическую модель атом-

ного ядра [324] в 1911 г., обеспечила ее окончательное количественное подтверждение.

Гейгер и Марсден тщательно проверили и обосновали все положения формулы рассеяния Резерфорда, подтвердив, что число рассеянных частиц зависит от толщины фольги, атомной массы материала и скорости падающих альфа-частиц. Точность экспериментов по определению зарядов атомного ядра составляла около 20%.

Резерфордом в статье 1914 г. «The Structure of the Atom» [334] была дана оценка « This was a very difficult and laborious piece of work ...». В других публикациях он характеризовал исследования Гейгера и Марсдена как «замечательные».

Существуют современные реконструкции этих опытов и программные продукты. Обычно они названы как «Rutherford-scattering» или «Rutherford gold foil experiments» — см. §4.6.5. Например:
https://physicsopenlab.org/2017/04/11/the-rutherford-geiger-marsden-experiment/,
https://www.diyphysics.com/2012/03/03/d-i-y-alpha-particle-rutherford-scattering-experiment-supplementary-pictures/

PLATE III

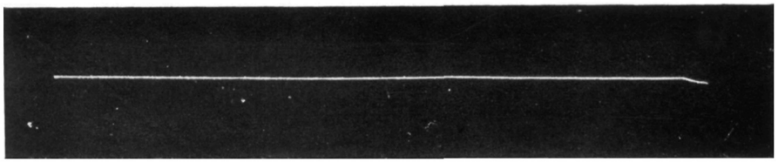


Fig. 1. Complete track of α particle ejected from atom of radon in air.

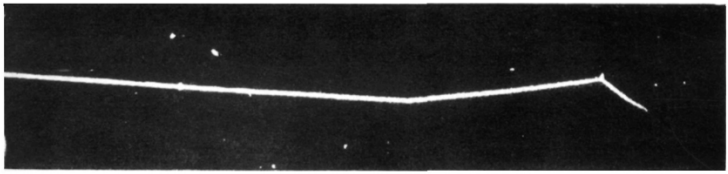


Fig. 2. End portion of track of α particle, showing two nuclear deflections (in air).

Рис. 4.28: Треки α-частиц в камере Вилсона. Резерфорд 1930 г. [57]

Фотографии из книги 1930 г. Резерфорда, Чадвика и Эллиса «Radiations from Radioactive Substances» [57]

4.8 Дальнейшее развитие планетарной модели атома

4.8.1 Расчеты Дарвина

Модель атома Резерфорда §4.6 в её авторском варианте не учитывала отдачу ядра атома при рассеянии. Чарлз Гальтон Дарвин опубликовал работы в 1912 г. «A Theory of the Absorption and Scattering of the α Rays» [327] и в 1914 г. «Collision of α particles with light atoms» [333].

« α-частицы радиоактивных веществ были очень тщательно исследованы, так что основные особенности их движения теперь хорошо известны. Из-за своей большой массы они движутся прямо или почти прямо сквозь вещество, пока не исчерпают свою энергию. Именно по этой причине экспериментальная формулировка закона их движения сравнительно намного проще, чем для β-лучей. Брэгг показал [194], что число α-лучей остается постоянным после прохождения через вещество и что поглощающий эффект следует объяснять изменением скорости; а Гейгер нашел [287] (§4.4.4) форму кривой скорости, которую для слюды он эмпирически представил уравнением

$$v^3 = V^3(1 - x/R), \tag{4.64}$$

где V — начальная скорость, а R — «пробег».

Настоящая статья посвящена теоретическому обоснованию этой кривой и выводам, которые можно из нее сделать. В ней также рассматривается, но менее полно, рассеяние α-частиц.»

I. — Поглощение

Известно, что ионизация, производимая α-частицей, пропорциональна скорости, с которой она теряет свою энергию. Таким образом, необходимо принять такую структуру вещества, при которой частица выталкивает электроны из содержащих их атомов, и при этом теряет скорость. Я взял атомную структуру, предложенную Проф. Резерфордом [324]. Она предполагает, что атом состоит из кластера электронов, удерживаемых неизвестным полем сил вокруг центрального заряда, который имеет такую величину, что нейтрализует их, и который, как предполагается, является местом расположения атома. Эта структура представляет меньше аналитических трудностей в данной задаче, чем любая другая, и есть убедительные экспериментальные доказательства ее существования в большом рассеянииα-лучей. Принятие

этой системы обязательно подразумевает, что атом гелия, который образуется из α-луча, имеет только два электрона, предположение, которое кажется разумным, если вспомнить, что α-частица выбрасывается с огромной скоростью из одного атома и постоянно подвергается сильным столкновениям с другими, так что она должна иметь очень простую природу. Я продолжаю вычисления параллельно с альтернативными предположениями о том, что электроны распределены в атоме (1) по объему сферы вокруг центра и (2) по его поверхности.

$\vdots$

Таким образом, кривая скорости α-частиц имеет вид:

$$8\pi kN\sigma^2 x = E\log\left(1+\frac{\sigma^2 V^4}{\lambda^2}\right) - E\log\left(1+\frac{\sigma^2 v^4}{\lambda^2}\right) \tag{4.65}$$

Интересно, что форма кривой зависит от целого числа электронов в кубическом сантиметре и от радиуса атома, но совсем не зависит от числа атомов или числа электронов в каждом атоме.

Тот факт, что тормозная способность зависит как от n, так и от σ, препятствует выведению какого-либо простого соотношения из закона Брэгга о тормозной способности ... постоянная скорости равна

$$\log\sigma + \text{const} \propto 1/\sqrt{A}, \tag{4.66}$$

именно такую форму принимает закон Брэгга в данной теории.

Анализ, представленный в данной работе, недостаточен для получения полной картины кривой ионизации Брэгга. В начале диапазона ионизация пропорциональна средней скорости потери энергии лучей. Но интересная часть кривой — это ее конец, и здесь измерение потери энергии бесполезно, поскольку доминирующим фактором является разброс частиц, а проблема этого разброса не обсуждалась. В своем исследовании связи между ионизацией и поглощением Гейгер указывает, что ионизация обратно пропорциональна скорости лучей. В рамках данной гипотезы это выглядит как случайность. Если ионизация пропорциональна скорости расхода энергии, и если кривая скорости приблизительно равна $^3 = V^3(1-x/R)$, то непосредственно следует, что ионизация приблизительно обратно пропорциональна скорости; и этому соотношению не нужно придавать никакого дополнительного значения.

II. — Рассеяние

Механизм, объясняющий поглощение, должен также учитывать рассеяние. Проблема рассеяния сложнее, чем проблема рассеяния, поскольку она имеет дело не со средним эффектом, а со средним отклонением от такого эффекта, и в этом смысле аналогична проблеме рассеяния, а не проблеме

поглощения. Вследствие этого различия возникают трудности, препятствующие полному решению, и нам приходится довольствоваться приближением.

⋮

Наиболее вероятный угол рассеяния равен

$$\chi = \frac{k\lambda}{v^2}\pi n^{\frac{1}{2}}\nu\sqrt{2N\Delta x} \tag{4.67}$$

Таким образом, эксперименты по рассеянию на высоких скоростях должны позволять определять n без σ.

Гейгер проводил эксперименты как с малой, так и с большой толщиной золота, но для других металлов у него были только толстые фольги, и для таких образцов необходимо учитывать изменение скорости во время прохождения. Гейгер показал, как это объясняет форму кривой, связывающей рассеяние с толщиной рассеивающей фольги. Я следую его методу, но использую свою собственную формулу, поскольку результат довольно прост. При учете изменения скорости наиболее вероятный угол рассеяния равен

$$\chi = \frac{1}{2}\sqrt{k\pi}\nu\sqrt{\log\frac{\log\frac{\sigma^2V^4}{\lambda^2}-a}{\log\frac{\sigma^2v^4}{\lambda^2}-a}} \tag{4.68}$$

§6. Сравнение с экспериментом

Из веществ, абсорбция которых обсуждалась, Гейгер [287] проводил эксперименты с золотом, оловом и алюминием.

σ for air	Observed	Volume Distribution			Surface Distribution		
		10^{-8}	$10^{-8.5}$	10^{-9}	10^{-8}	$10^{-8.5}$	10^{-9}
1 Au foil	$10'$	$13'$	$17'$	$27'$	$22'$	$30'$	$45'$
2 Au foil	$23'$	$19'$	$25'$	$38'$	$31'$	$42'$	$64'$
Au equiv. to 1 cm air	$2°.1$	$1°.24$	$1°.63$	$2°.8$	$2°.63$	$4°.4$	
Sn equiv. to 1 cm air	$1°.5$	$0°.79$	$1°.63$	$1°.05$	$1°.43$	$2°.14$	$5°.9$
Al equiv. to 1 cm air	$0°.6$	$0°.35$	$0°.48$	$0°.80$	$0°.53$	$0°.79$	$1°.58$

Таблица 4.21: Наиболее вероятные углы рассеяния. Table II. Дарвин 1912 г. [327]

В таблице II (4.21) для сравнения с экспериментальными результатами приведены значения наиболее вероятных углов рассеяния, выведенные из чисел в шести столбцах таблицы I. Для толстых фольг использовалось (4.68), для тонких — (4.67). Я рассчитал последнее значение для одной и двух фольг, поскольку измерение Гейгера с одной фольгой, по-видимому, не очень хорошо согласовывалось с несколькими следующими.

Таким образом, соответствие между наблюдаемыми и расчетными значениями рассеяния достаточно хорошее, чтобы полностью подтвердить гипотезу, изложенную в данной статье, но недостаточно хорошее, чтобы существенно помочь в более точном определении атомных констант.

Выводы

Выдвигается гипотеза, согласно которой α-частицы, проходя через вещество, вытягивают электроны из атомов, через которые они проходят, действуя на них по закону обратных квадратов.

Выводится уравнение, связывающее скорость α-частиц с расстоянием, пройденным ими от источника. Это «кривая скорости», которая хорошо согласуется с экспериментальной кривой.

Уравнение включает две неизвестные константы: n — число электронов в каждом атоме, σ — радиус атома. В случае воздуха, если предположить, что σ известно, n можно определить из пробега. Широко различающиеся значения σ дают очень похожие значения n.

Из сравнения тормозной способности воздуха и других веществ можно определить σ и n для них, причем все значения зависят от исходного значения радиуса атома воздуха.

Число электронов в атоме, по-видимому, находится между атомным весом и его половиной. Атомные радиусы уменьшаются с увеличением атомного веса.

В случае водорода, по всей видимости, формула для σ не выполняется из-за очень малого количества электронов в атоме. Если же она выполняется, то n=1 почти точно, но σ выглядит значительно больше, чем кажется вероятным. σ также слишком велико для гелия, для которого n=2.

Числа, полученные из поглощения, применяются к рассеянию α-частиц и во всех случаях дают результаты, очень хорошо согласующиеся с экспериментальными измерениями.»

4.8.2 Опыты Резерфорда-Неттола

После окончания цикла опытов Гейгера и Марсдена наступил этап осмысления результатов и уточнения модельных представлений. Статья Резерфорда-Неттола «Scattering of α Particles by Gases» [331] 1913 г. стала одним из первых таких исследований.

« Рассеяние частиц веществом было исследовано подробно методом сцинтилляции Гейгера [219] и Гейгером и Марсденом [329]. В экспериментах Гейгера наиболее вероятный угол, на который рассеивалась частица, был определен методом сцинтилляции для различных толщин ряда элементов. Было обнаружено, что наиболее вероятный угол рассеяния для толщин различных элементов, эквивалентных по тормозной способности частицы одному

сантиметру воздуха, пропорционален атомной массе рассеивающего элемента. Позже Гейгер и Марсден провели систематическое исследование «рассеяния на больших углах» тонкими пленками вещества. Результаты оказались в полном соответствии с теорией «однократного» рассеяния, выдвинутой Резерфордом [324]. Эта теория предполагает, что атом состоит из заряженного ядра, окруженного компенсирующим распределением электронов. Рассеяние под большими углами обусловлено прохождением частицы через интенсивное электрическое поле ядра. Резерфорд, Гейгер и Марсден установили, что заряд ядра атомов углерода и золота приблизительно пропорционален атомной массе и равен $\frac{1}{2}Ae$, где A — атомная масса водорода, а e — электронный заряд. Согласно этой теории, можно предположить, что водород имеет заряд в один заряд, гелий — два, а углерод — около шести.

Поскольку этот вывод имеет большое значение в связи с составом более простых атомов, были проведены эксперименты по определению рассеяния частиц на простых газах. Метод, использованный Гейгером и Марсденом для твердых тел, не совсем подходит для газов; кроме того, ожидаемое рассеяние на больших углах для легких элементов чрезвычайно мало и его было бы трудно измерить с точностью.

⋮

Анализ результатов

При формулировании выводов на основе этих экспериментов важно решить, следует ли отнести наблюдаемый коэффициент рассеяния к «однократному» или «сложному» рассеянию. Если уменьшение числа частиц, проходящих между стеклянными пластинами, обусловлено главным образом «однократным» рассеянием, то следует ожидать, что рассеяние будет прямо пропорционально давлению газа и обратно пропорционально четвертой степени скорости — результаты, наблюдаемые экспериментально. С другой стороны, если уменьшение числа частиц обусловлено главным образом «сложным» рассеянием, то следует ожидать, что рассеяние будет пропорционально квадратному корню из давления и обратно пропорционально квадрату скорости. Таким образом, из экспериментов ясно, что наблюдаемый коэффициент рассеяния является следствием главным образом «однократного» рассеяния.

Этот вывод дополнительно подкрепляется быстрым изменением рассеяния в зависимости от атомной массы между углеродом и серой. Несомненно, «комплексное» рассеяние производит некоторый эффект, но основная часть рассеяния должна быть отнесена к рассеянию отдельных атомов, возникающему в результате прохождения частицы через интенсивное поле вблизи электронов и ядра. Если мы рассмотрим атом как состоящий из ядра с зарядом ne и компенсирующего распределения n электронов, то рассеяние, обусловленное n электронами, пропорционально n, а рассеяние, обусловленное

ядром, пропорционально n^2.

Г-н Ч. Дарвин любезно исследовал этот вопрос математически [327] и пришел к выводу, что если электроны и ядро находятся на достаточном расстоянии друг от друга, чтобы не оказывать серьезного влияния на электрические поля вблизи них, то рассеяние для простых атомов должно быть пропорционально $n + n^2$ или $n(n+1)$, где n — заряд атомного ядра. Для отклонений через небольшое поле под углом, например, в экспериментальной установке, используемой в данной работе, следует ожидать, что рассеяние на тяжелых атомах будет пропорционально $n + kn^2$, где k меньше единицы. Это подтверждается тем фактом, что в экспериментальных условиях рассеяние на тяжелых атомах, таких как бром и йод, оказалось меньше теоретических значений, когда k принимается за единицу. Предполагая, что простая формула, найденная Дарвином и применимая к легким атомам, коэффициент рассеяния λ пропорционален $n(n+1)$ или $\lambda = cn(n+1)$, где λ — константа.

Следует отметить, что Гейгер и Марсден обнаружили, что «одиночное» рассеяние атома пропорционально квадрату атомной массы. Это, несомненно, справедливо в случае тяжелых элементов при больших углах рассеяния, когда частица проходит близко к ядру. Однако это другое дело, когда угол рассеяния составляет всего около $1/10$ градуса, как в настоящем эксперименте. Следует ожидать, что в таких условиях этот простой закон будет сильно отклоняться, особенно в случае тяжелых атомов, для которых число электронов велико.

Gas	Assumed value of n	Relative scattering per atom	
		Calculated values	Experimental values
H atoms	1	0.0190	0.0176
He	2	0.057	0.064
C	6	0.40	0.40
N	7	0.53	0.48
O	8	0.69	0.53
S	16	2.58	1.61

Таблица 4.22: Рассеяние α-частиц на различных металлах [282]. Резерфорд-Неттол 1913 г.

В таблице 4.22 приведены наблюдаемые и рассчитанные значения. коэффициент рассеяния атома каждого из элементов осмотрено. Значение n, количество электронных зарядов предполагаемая для ядра, указана во втором столбце. Для сравнения расчетных значений с экспериментальными, предполагается, что в обоих случаях углерод имеет коэффициент рассеяния 40 в произвольном масштабе. Коэффициент рассеяния для азот выводится исходя из предположения, что воздух состоит из 80 процентов азтоа с 20 процентами кислорода.

Учитывая сложность точного определения рассеяния легкими газами, согласие между простой теорией и экспериментом является настолько близким, насколько это можно было ожидать для водорода, гелия и углерода. Вероятное объяснение расхождения между теорией и экспериментом для более тяжелых атомов, таких как сера, уже было изложено. Из экспериментов Гейгера и Марсдена по рассеянию частиц на больших углах углеродом ясно, что атом углерода ведет себя так, как если бы ядро несло заряд около шести единиц. Предполагая это значение n для углерода, результаты показывают, что ядро водорода имеет заряд в одну фундаментальную единицу, а ядро гелия — две единицы. Это значение для гелия следует ожидать, исходя из наблюдаемого факта, что частица в своем полете несет два единичных положительных заряда.

Наблюдения за рассеянием частиц веществом в целом предоставляют убедительные экспериментальные доказательства теории о том, что

> атом состоит из положительно заряженного ядра мельчайших размеров, окруженного компенсирующим распределением отрицательных электронов. Заряд ядра для тяжелых атомов приблизительно равен $1/2Ae$, где A — атомный вес, а e — электронный заряд.

Эксперименты, представленные в этой статье, по рассеянию простых газов показывают, что атом водорода имеет простейшую возможную структуру ядра с одним единичным зарядом, а гелий следует за ним с ядром с двумя единичными зарядами. Эта простая структура для атомов водорода и гелия была предположена Бором [42]-[44] в недавней интересной статье о строении атомов и была показана им как дающая очень многообещающие результаты. »

4.9 Заключение

Исследования Гейгера и Марсдена, и модель атома Резерфорда открыли новый этап в исследовании структуры атома. На смену пассивных методов наблюдения, оптической спектроскопии и исследования распадов, были апробированы методы активного зондирования атома. В качестве источников выступали альфа- и бета-частицы от членов рядов радиоактивных распадов. В связи с этим, энергии частиц были естественным образом ограничены.

В целом, итоги первого этапа были подведены Резерфордом в развёрнутом виде в статье 1914 г. «The Structure of the Atom» [334]. Помимо описания результатов, были обсуждения направления экспериментальных работ. Очень кратко было упомянуты работы Бора [42]-[44] как содержательной попытки преодолеть трудности построения «ядерной» теории с привлечением квантовых идей в виде постулатов.

Модель атома Резерфорда §4.6 в её авторском варианте не учитывала

отдачу ядра атома при рассеянии. Чарлз Гальтон Дарвин опубликовал работы в 1912 г. «A Theory of the Absorption and Scattering of the α Rays» [327] и в 1914 г. «Collision of α particles with light atoms» [333]. Главные научные результаты работ были опубликованы в стаьях [327] и [333].

Доказательство закона обратных квадратов: Дарвин строго математически доказал, что классическая формула Резерфорда для рассеяния альфа-частиц жестко привязана к закону Кулона. Никакая другая степень зависимости силы от расстояния (кроме обратных квадратов $1/r^2$) не способна воспроизвести наблюдаемую на экспериментах Гейгера-Марсдена §4.7 связь между углом рассеяния и начальной скоростью налетающей частицы.

Расчет дистанции наименьшего сближения: Используя данные экспериментов Гейгера и Марсдена, Дарвин вычислил минимальное расстояние, на которое α-частица может подойти к ядру мишени при лобовом столкновении.

Предсказание «быстрых» атомов водорода: Ученый теоретически рассчитал параметры отдачи легких ядер при ударе тяжелой α-частицей. Математическая модель показала, что при столкновении с водородом ядро отдачи (*протон*) должно приобретать скорость в 1,6 раза превышающую скорость самой исходной α-частицы, из-за чего его пробег в веществе возрастает примерно в 4 раза.

Работа Дарвина показала границы применимости чисто кулоновского взаимодействия. Она доказала, что при лобовых столкновениях быстрых α-частиц с легкими ядрами (такими как водород или азот) частицы подлетают настолько близко, что точечное описание зарядов перестает работать. Опираясь именно на эти расчеты Дарвина, Резерфорд в 1919 году опубликовал свой знаменитый четырехчастный цикл статей с точно таким же названием («Collision of Alpha Particles with Light Atoms») (оригинальные статьи [335], [336], [337], [338], см. также 2-й том избранных трудов Резерфорда [39]), где экспериментально зафиксировал предсказанные Дарвином аномально длинные пробеги частиц и объявил о расщеплении ядра азота.

Глава 5

Концепция изотопов и новые атомные веса

В этой главе мы рассмотрим зарождение и формирование концепции *изотопов*. Прогрессу в этой области мы обязаны исследователям, работавших в области *радиохимии*, точнее - создававших эту науку. Весьма подробное описание истории возникновения концепции изотопов с точки зрения специалистов по радиохимии даны в обзоре В.Г. Хлопина «Превращение элементов и периодический закон» [11] и монографии А.И. Бродского «Химия изотопов» [12].

Радиохимия в настоящее время, является областью химии, которая изучает химические свойства радиоактивных элементов, изотопов и поведение веществ при ядерных превращениях.

Подробное изложение предмета дано в лекциях Гана «Прикладная радиохимия » [344], прочитанных в Корнеллском университете (США) в 1933 г.

История этой науки неразрывно связана с открытием самого феномена радиоактивности и концепции изотопии. К началу 1910-х было открыто уже много радиоактивных веществ и возникла сложная картина их отношений между собой. В ходе цепочек распада урана и тория находили десятки «новых» радиоактивных веществ, но для них просто не хватало мест в периодической таблице Менделеева. При этом многие из этих веществ обладали абсолютно идентичными химическими свойствами.

Решение этой проблемы в конечном счете привело к созданию концепции изотопов — элементов с очень близкими химическими свойствами и различными атомными весами. В свою очередь, произошло преобразование таблицы Менделеева. Атомные веса стали учитывать изотопный состав. Это ока-

залось не последним изменением — во второй половине XX в. был набран огромый экспериментальный материал по дифференциации изотопов в геологических структурах и живой природе, которая бывает настолько велика, что атомные веса части элементов описывают интервалами, а не средними значениями. Эти интервалы отражают эволюцию именно нашей планеты и уникальны — см. §8.4.4 и книгу [3].

5.1 Предистория идеи изотопов

В предыдущей публикации «Изотопы химических элементов до теории атомного ядра. Анализ данных» [2] был рассмотрен период развития атомистической идеи в XIX в.

Напомним, что в начале XIX в., в 1815 г. [345] и в 1816 г. [346] Уильямом Праутом была выдвинута *гипотеза Праута*, о том, что атомы всех химических элементов состоят из набора элементарных элементов. Наиболее естественно было полагать базовым элементом атом водорода — самый лёгкий атом. Таким образом, *веса атомов всех химических элементов должны быть кратны весу атома водорода.*

На момент выдвижения этой идеи веса атомных элементов были известны очень приблизительно. В течение нескольких десятилетий точность измерений была существенно увеличена, и было обнаружено большое число отклонений от кратности веса водорода. Этот факт привёл в тому, что гипотеза Праута стала считаться в обществе химиков несостоятельной.

Вместе с тем, идея Праута вполне соответствовала *атомистической идее*, и окончательно предать её забвению не хотелось.

Во второй половине XIX в. ряд учёных рассуждали о возможных причинах отклонения измеренных атомных весов от величин, кратных весу атома водорода и об устройстве материального мира вообще.

5.1.1 Бутлеров — неэлементарность атомов

Александр Михайлович Бутлеров (1828–1886) — химик-органик, создатель теории химического строения органических веществ, написал ряд заметок по вопросу строения атомов.

О связи веса и энергии

В заметке 1881 г. [347], А. М. Бутлеров пишет: «С одной стороны, опыты Стаса достаточно точно ручаются за то, что далеко не все атомные веса выражаются целыми числами, а с другой — *приближение величины большинства атомных весов к целым числам таково, что едва ли возможно считать его случайным.* Нельзя ли предположить, что атомные веса, при

некоторых условиях, могли бы действительно оказаться целыми числам (по отношению к H = 1), т.е. что *атомные веса представляют собой величины, способные при некоторых условиях, изменяться в некоторых пределах?* Такое допущение не вполне невозможно, так как «атомное» количество есть в сущности носитель определенного запаса химической энергии, а величина этого запаса должна определяться не только массой, но и скоростью. Если последняя будет меняться, то будет изменяться и масса, между тем как химическое значение останется без изменения. Во всяком случае, допущение абсолютного постоянства атомного веса есть допущение априорическое, а не основанное на строгом опыте ... »

В заметке 1882 г. [348] А. М. Бутлеров обсуждает результаты П. Шютценберга [349]. Последний получил при анализе некоторых углеводородов, при которых вычисляются процентные количества углерода и водорода, составляющие в сумме более 100%.

В настоящее время этот факт можно объяснить различным изотопным составом исходных веществ или различным фракционированием изотопов при получении конечных веществ в разных экспериментах.

Не имея, разумеется, такой информации, Бутлеров анализирует различные возможности и показывает, что отклонение в атомном весе углерода на небольшую величину (менее 1.7%) даёт изменение веса навески примерно на 1%.

В обсуждении он, в частности, пишет:
«... я ставлю вопрос: не будет ли гипотеза Проута при некоторых условиях вполне истинной? Поставить такой вопрос значит *решиться отрицать абсолютное постоянство атомных весов*, и я думаю, действительно, что нет причины принимать такое постоянство. *Атомный вес будет для химика, главным образом, не чем другим, как выражением того весового количества материи*, которое является носителем известного количества химической энергии... Но мы хорошо знаем, что при других видах энергии её количество определяется совсем не одной массой вещества: масса может оставаться без изменения, а количество энергии тем не менее меняется, например, вследствие изменения скорости. Почему же не существовать подобным изменениям и для энергии химической, хотя бы в известных пределах».

О сложном характере элементов

В популярном очерке «Основные понятия химии» [350] Бутлеров рассмотрел ряд актуальных вопросов химической науки. Среди них — обсуждение атомистической теории, атомных весов, возможной неэлементарности атомов.

«В области догадок — перевес на стороне того, что *большинство наших нынешних элементов сложны.* Трудно думать, чтобы для разнообразных веществ в природе нужно было так много элементов, когда везде и всюду

мы видим — и видим тем яснее, чем глубже проникают наши знания, — что бесконечное разнообразие явлений сводится к малому числу причин. Притом мы знаем фактически, что из сравнительно малого числа элементов может возникать почти бесконечное разнообразие химически сложных тел. Далее между различными элемента мы находим некоторые взаимные отношения, напоминающие то, что наблюдается над сложными химическими веществами. Все это делает предположение о сложности наших нынешних элементов далеко не невероятными, и алхимики, стремясь превращать одни металлы в другие, быть может, преследовали цели не столь химерические, как это часто думают. Винить их можно не в том, что они стремились достичь недостижимого, а скорее в том, что их целью было не знание, не истина, а лишь достижение материального богатства, — но право на такое обвинение лишь за теми, для которых самих знание — цель, а не средство».

По поводу атомистической теории Бутлеров писал: «В начале этого очерка было сказано, что *элементами зовутся вещества, которые до сих пор не удалось разложить*, но химическая сложность некоторых из них (хотя и сложность особого порядка) не невероятна. Это значит, что так называемые ныне «атомы» некоторых элементов, в сущности, быть может, способны подвергаться химическому делению, то-есть они не неделимы по своей природе, а неделимы только доступными нам ныне средствами и сохраняются лишь в тех химических процессах, которые известны теперь, но могут быть разделены, в новых процессах, которые будут открыты впоследствии. Такое строгое отношение к понятию об атоме вполне отвечает духу точной науки, действительному значению научных теорий».

5.1.2 Крукс — мета-элементы

Уильям Крукс (1832–1919) — выдающийся английский химик и физик, который вошел в историю как первооткрыватель химического элемента таллия и создатель трубки Крукса, ставшей основой для открытия электрона и рентгеновских лучей, выдвинул ряд идей относительно сложного состава атомов.

В своей вступительной президентской речи перед Химической секцией Британской ассоциации в Бирмингеме, в 1886 г. Крукс выбрал тему природы и вероятного, или, по крайней мере, возможного, происхождения «так называемых» элементов. В этой лекции Крукс сделал следующие примечательные заявления:
"Поэтому я полагаю, что когда мы говорим, что атомный вес, например, кальция равен 40, мы на самом деле выражаем тот факт, что, хотя большинство атомов кальция имеют фактический атомный вес 40, немало и таких, которые представлены 39 или 41, меньшее число — 38 и 42, и так далее. Здесь нам вспоминаются «старые изношенные частицы» Ньютона. Не воз-

можно ли, или даже нереально ли, что эти более тяжелые и более легкие атомы могли в некоторых случаях быть впоследствии отсортированы в процессе, напоминающем химическое фракционирование? Эта сортировка могла происходить частично во время конденсации атомной материи из первоначального состояния интенсивного воспламенения, а также могла частично осуществляться в геологические эпохи в результате последовательных растворений и осаждений различных земных масс. Это может показаться смелым предположением, но я не думаю, что химия способна проверить его осуществимость."[351] (перевод на русский язык [352])

О числе химических элементов

«Если мы примем ходячее мнение, что элементы (считать ли их самосущими, или сотворёнными) абсолютно и искони различны между собой, что они были, такими же как и ныне, в состав того первобытного "огненного тумана который предшествовал происхождению звезд и их спутников-планет, то отсюда мы научимся немногому, или ровно ничему. Мы смотрим на число элементов, на их отличительные свойства, и спрашиваем себя: случайны, или чем-нибудь обусловлены все эти обстоятельства? Другими словами, могло ли быть только 7, или 700, или 7000 абсолютно различных элементов, вместо таких 70-ти (круглым счетом), какие мы обыкновенно признаём теперь? Цифра элементов не оправдывается для нашего разума никакими априорными или внешними соображениями. Могли бы их свойства заметно разниться от тех, какие мы в действительности наблюдаем? Образовались они путем "случайного сцепления или же составляют определённое целое, где каждый член имеет особую роль и не может быть устранён, не оставляя заметного пробела?» [352]

О происхождении химических элементов

« . . . атомы носят отпечаток сфабрикованных предметов. Всмотримся поближе в это воззрение. Предмет сфабрикованный, понятно, предполагает существование фабриканта. Но предполагает и ещё нечто: предполагает непременно — сырой материал, и вероятно, хотя и не наверное, — существование побочных продуктов, отбросов, остатков. Что такое и где здесь этот сырой материал? Можем ли мы открыть какую-нибудь форму материи, которая относилась бы так к химическим элементам, как сырой материал к выделанному продукту, как например, каменно-угольный деготь к алиазарину? Или можем ли указать на такие элементарные тела, которые бы напоминали бы брак или отброс? Или же все элементы равноправны, как обыкновенно думают? На все эти вопросы ещё нет прямого ответа.»

Мета-элементы

В ряде своих публикаций [354] Крукс обсуждал детали работы по разделению редких земель. При изучении спектров иттрия он обнаружил, несколько компонентов, сходных по химическим свойствам, но имеющих разные спектры фосфоресценции.

По мнению Крукса, причина состоит в том, что элемент имеет различные атомы с различными спектрами. Эти атомы, возможно, отличаются по весу. Он назвал такие компоненты *мета-элементами* и высказал предположение, что такие свойства могут иметь все элементы.

Крукс предложил пересмотреть понятие *химический элемент* и заменить его понятием *элементарная группа*. При этом элементарные группы должны занять место старых элементов в периодической системе. Тем самым Крукс связал представление о компонентах атомов химического элемента с его положением в таблице Менделеева. Эта идея очень близка к идее изотопии.

5.1.3 Ридберг — поиск закономерностей атомных весов

Рассуждения Бутлерова и Крукса о сложном составе атомов носили скорее методологический, философский характер.

В отличие от них, И. Ридберг в течение многих десятков лет искал различные математические закономерности в распределении весов атомных элементов, а также — спектральных линий излучения атомов.

Приближённая целочисленность атомных весов

И. Ридберг впервые обратил внимание на то, что истолкование периодического изменения свойств элементов как функции их атомных весов сталкивается с серьёзными трудностями, поскольку сами атомные веса не могут рассматриваться в качестве независимой переменной.

В частности, Ридберг в 1886 г. [355] опубликовал работу, в которой содержался анализ отклонений атомных масс от набора зависимостей $4n, 4n + 1, 4n + 2, 4n + 3$.

Многочисленные попытки различных авторов пояснить эти факты в то время не могли иметь успеха из-за отсутствия необходимой информации о строении атома и ядра. Вместе с тем, установления закономерности формирования веса в основном из комбинаций единиц и четвёрок была подмечена верно, и с открытием протона и гелия в будущем подтвердилась.

Из предсказаний Ридберга следует отметить предположение о существо-

Группа	Количество	Элементы
$4n$	10	C, O, Mg, Si, S, Ca, Sc, Ti, Cr, Fe
$4n+1$	2	H, Be
$4n+2$	1	N
$4n+3$	10	Li, B, F, Na, Al, P, Cl, K, V, Mn

Таблица 5.1: Принадлежность элементов к группам, по Лисневский 1984 г. [10].

вании элементов с атомными весами

$$A = 4, 20, 36, 72, 80.$$

Элементы с такими весами позднее были открыты: He, Ne, Ar, Ge, Kr. Точнее говоря, были открыты изотопы этих элементов с такими атомными весами.

Порядковые номера элементов и заряды элементов в периодической системе

Идея необходимости и содержательного смысла нумерации элементов в периодической системе возникла не сразу. По мере попыток предсказания и открытия новых элементов, а также уточнения весов уже известных элементов, такая потребность стала востребованной.

На основе представлений о группах элементов, приведённых в Табл. 5.1, Ридберг предложил систему «порядковых чисел» (1906 г.) или «ординалов» (1913 г.), в которой каждому элементу соответствовал свой номер, который выводился из членства в одной из групп. Однако такая система нумерации, построенная из чисто математических соображений, не могла быть содержательно развита без опоры на физические представления. При этом надо отметить, что определённые основания для успеха у исследователей были. Именно, из чисто математической обработки спектров излучения элементов были получены формулы Балмера (1885 г.) и Ридберга (1890 г.), которые позволили описать все имеющиеся спектры, без знания структуры атома.

Физическое содержание порядкового номера как величины электрического заряда было раскрыто по мере получения информации о физических аспектах строения атома элемента и его ядра.

Идеи неаддитивности атомных масс

Аддитивность — свойство математических или физических величин, состоящее в том, что значение величины, соответствующее целому объекту,

равно сумме значений величин, соответствующих его частям. Под неаддитивностью понимают нарушение этого правила.

В физике наиболее важным проявлением неаддитивности является неаддитивность массы компонент сложных систем: молекул, атомов, элементарных частиц. Это нашло отражение в термине *энергия связи* системы.

Для системы, состоящей из бесконечно удалённых покоящихся частиц, энергию связи принято считать равной нулю, то есть при образовании связанного состояния энергия выделяется. Энергия связи будет равна минимальной работе, которую необходимо затратить, чтобы разложить систему на составляющие её частицы. Она характеризует стабильность системы: чем выше энергия связи, тем система стабильнее. В атомной и молекулярной физике оперируют с энергией ионизации и химической связи.

В ядерной физике энергия связи определяется в основном сильным взаимодействием нуклонов и имеет специальное название *дефект массы*. Для атомных ядер понятие дефекта массы тесно связано с понятием *упаковочного коэффициента* (упаковочного множителя) или удельной энергии связи, т.е. дефекта массы или энергии связи, приходящихся на один нуклон.

Учёные рассуждали о неаддитивности атомных весов с середины XIX века. Впервые первую оценку упаковочного коэффициента дал Ридберг в 1897 г. [356]. В этой работе он также предложил выражать атомный вес элементов как

$$M = N + D, \tag{5.1}$$

где N — целое число, D — малая периодическая функция.

Эти идеи получили развитие на основе знаний о существовании атомных ядер и накопленного экспериментального материала позже, в XX веке.

В этой же статье 1897 г. [356], в разделе «XI. При исследованиях, касающихся периодической таблицы, в качестве независимых переменных следует использовать атомные номера элементов, а не атомные массы», стр. 94, Ридберг писал:

« Независимыми переменными понимаются величины, которые могут принимать либо все возможные числовые значения, либо, по крайней мере, определенный их тип, например, положительные целые числа. Если мы выразим свойства элементов как функции их атомных масс, мы ничего не будем знать об этой независимости, поскольку атомная масса может принимать только очень специфические значения, которые распределены по довольно сложному закону и которые, кроме того, известны нам лишь приблизительно. Однако, согласно вышеизложенному, как атомные массы, так и другие свойства элементов являются периодическими функциями их атомных номеров, и эти атомные номера удовлетворяют всем требованиям для истинно независимой переменной, поскольку они могут принимать любое значение среди положительных целых чисел. Это позволяет нам исследовать каждое свойство независимо от всех остальных. »

В 1954 г. была проведена конференция Rydberg Centennial Conference on Atomic Spectroscopy. Среди прочих, на ней был доклад В.Паули «Rydberg and the periodic system of the elements.» [358]

Комментарий Паули:
«Я думаю, с одной стороны, нужно признать, что рассуждения Ридберга иногда были довольно смелыми, эмпирическими, с другой стороны, они всегда контролировались его изучением исследований материала. В статье 1897 года он выразительно заявил (Глава XI): «В периодической системе порядковые номера элементов для вместо этого было с другой стороны, что атомный вес следует использовать в качестве независимых переменных». Его аргумент заключался в том, что атомные номера просто проходят через все целые числа.

В этой же статье Ридберг находит интересное простое правило для связи между M и атомным номером Z. Сегодня мы должны добавить, что это правило касается массы наиболее часто встречающегося изотопа с этим значением Z. Правило такое:

если Z нечётно $\quad M = 2Z + 1$
если Z чётно $\quad M = 2Z$

Ридберг знал, что азот ($Z = 7, M = 14$) является исключением, но верно и то, что это правило действует примерно до Ca. Ридберг настолько доверял этому правилу, что он всегда допускал наличие «дыр» и сдвигал атомные номера вверх, пока правило не срабатывало. И у него была общая тенденция предполагать слишком много «дыр» в периодической системе и слишком высокие значения атомных номеров.»

5.1.4 Томсен — поиск закономерностей атомных весов

В 1895 году Юлиус Томсен опубликовал статью «Über die mutmassliche Gruppe inaktiver Elemente» [359] (в английском переводе известную как «On the Probability of the Existence of a Group of Inactive Elements» — «О вероятности существования группы неактивных элементов») [360]. В этой работе, основываясь на математическом анализе атомных масс и периодического закона Менделеева, он теоретически обосновал и предсказал существование группы благородных (инертных) газов еще до того, как большинство из них было открыто.

Томсен обратил внимание на то, что при росте атомной массы свойства элементов меняются периодически: переход от электроположительных свойств к электроотрицательным происходит плавно. Но переход от одного периода (ряда) к следующему (например, от галогена к щелочному металлу) всегда выглядит резким скачком. Он пришел к выводу, что между периодами обязаны существовать переходные, «нулевые» элементы с валентностью

0, которые нейтральны по своей природе (не имеют ни электроположительного, ни электроотрицательного характера).

« Открытие аргона, а также некоторые незначительные сообщения от Лекока де Буабодрана и Сиджвика, вызванные этим открытием, побудили меня опубликовать некоторые мысли, которые пришли мне в голову много лет назад, но которые я не хотел публиковать раньше, чтобы не обременять науку гипотезами, которые невозможно в достаточной мере проверить на практике. Однако сейчас, поскольку обсуждается существование неактивных элементов, я не хотел умалчивать о своих мыслях на эту тему.

В периодической таблице элементов, как известно, валентность изменяется в каждом ряду элементов с увеличением атомного веса, начиная с единицы, достигая максимума (четыре или более), а затем снова уменьшаясь, так что первый и последний члены каждого ряда имеют валентность, равную единице.

Однако с увеличением атомного веса электрохимические свойства элемента также изменяются; каждый ряд начинается ссильно электроположительного элемента и заканчивается сильно электроотрицательным элементом, в то время как элементы в середине ряда имеют более слабые электрические свойства.

За сильно электроотрицательным элементом одного ряда сразу следует сильно электроположительный начальный элемент следующего ряда; Это очень странное явление, потому что, в то время как электрические свойства изменяются лишь постепенно в каждой серии, происходит внезапный переход от сильно электроотрицательных к сильно электроположительным свойствам, когда атомная масса увеличивается на несколько единиц, на которые атомная масса последнего элемента одной серии отличается от атомной массы первого элемента следующей серии.

Если химический характер элементов в целом является периодической функцией атомных масс — а в этом нет никаких сомнений, — то такая функция должна также подчиняться общим законам этих масс. В периодических интервалах переход от отрицательных значений к положительным и наоборот происходит только либо через ноль, либо через бесконечность. В первом случае переход постепенный; во втором — внезапный. Первый случай соответствует постепенному изменению электрических свойств с увеличением атомной массы в каждом ряду элементов, тогда как второй соответствует переходу от одного ряда к следующему. Поэтому очевидно предположить, что переход от одного ряда элементов в периодической системе к следующему происходит через элемент, электрические свойства которого можно описать как инертные, т.е. он электрически инертен.

Валентность такого элемента также будет равна нулю, и также в этом направлении образуется переход между двумя последовательными одновалентными элементами, электроотрицательным и электроположительным.

Теперь, если предположить, что переход между различными рядами элементов, как я их расположил в своем трактате: «Систематическая группировка химических элементов», образован такими элементами, то сразу следует, что их атомный вес, выраженный целыми числами, будет равен 4, 20, 36, 81, 132, 212 и 292, и тогда периодическая система будет содержать 7 рядов элементов, а именно:

I. Wasserstoff	0	.	.	.	.	.	1	.	.	.	.	.	4
II. Lithium—Fluor	4—	7—	9—	11—	12—	14—	16—	19—	20
III. Natrium—Chlor	20—	23—	24—	27—	28—	31—	32—	35.5	—36
IV. Kalium—Brom	36—	39—	40	.	.	.	.	79—	80—	84
V. Rubidium—Jod	84—	85—	87	.	.	.	.	125—	127—	132
VI. Cäsium — —	132	—133—	137	.	.	.	.	.	.	.	.	.	212
VII. — — —	212	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	292.

Рис. 5.1: Предсказание благородных элементов. Томсен 1895 г. [359]

В строках с 4-й по 8-ю, содержащих 17 и 31 элемент соответственно, в таблицу включены только первый и последний элементы, чего достаточно для ориентации; в последней строке пока известны только два элемента: торий и уран.

В таком виде периодическая таблица теперь предлагает значительно новые моменты для теоретических размышлений. Исходя из гипотезы «единства материи», которая, несмотря на все попытки, не может быть вытеснена из сознания естествоиспытателей, существование неактивных элементов объясняется просто тем фактом, что в определенной, простой и замкнутой группе первичных атомов могут возникать молекулы, не имеющие точек соприкосновения, следовательно, не способные образовывать стабильные соединения и подчиняющиеся только общим законам катионов. Нельзя объяснить, что атомные массы таких тел возникают в простом числовом соотношении, атомные кратные 4. Увеличение, а также уменьшение массы (атомного веса) такой части тела приводит к изменению ее химических и электрических свойств. В частности, увеличение атомного веса неактивного тела приводит к образованию электроположительного элемента, а уменьшение — к образованию электроотрицательного, и электрические свойства проявляются с наибольшей интенсивностью при этом первом изменении массы неактивного элемента. Однако, благодаря этому поглощению или высвобождению вещества, одновременно развивается способность к образованию химических связей, и элемент становится одновалентным или многовалентным, в зависимости от степени изменения атомной массы, пока не достигнет половины интервала между двумя неактивными элементами, который ограничивает каждую серию элементов; с этого момента валентность снова уменьшается, пока эле-

мент не перейдет от одновалентного к следующему неактивному элементу. В таком случае изменение химических и электрических свойств элементов становится непрерывной, периодической функцией массы, т.е. атомной массы; но приведенная выше группировка также предоставляет однозначную информацию о типе функции и ее математическом выражении.

Изменение электрических свойств элементов, частично постепенно через ноль, частично через -∞ и $+\infty$, а также увеличение скорости от нуля до максимума и возвращение к нулю при постепенном изменении атомной массы, невольно направляет мысль к тригонометрическим и эллиптическим функциям; ибо здесь, как хорошо известно, те же явления наблюдаются с увеличением размера дуги или угла. Если, например, нанести элементы первой группы, от лития до хлора, на окружность с периферией 32, начиная с атомной массы 4 первого неактивного элемента, то получится следующее изображение, на котором элементы обозначены их атомными массами.

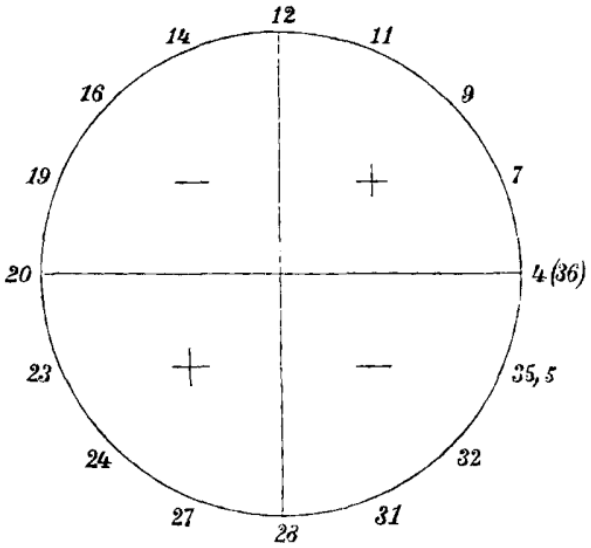


Рис. 5.2: Периодичность свойств элементов по электроотрицательности. Томсен 1895 г. [359]

Сразу видно, что элементы первого и третьего квадрантов электроположительны, а элементы второго и четвертого — электроотрицательны. Наиболее темные электрические свойства наблюдаются у элементов, наиболее близких к горизонтальному диаметру, то есть у тех, которые примыкают к

неактивному элементу 4 (36) или 20. В этом случае, следовательно, литий и хлор, натрий и фтор, в то время как углерод и кремний, обладающие неопределенными электрическими свойствами, находятся рядом с вертикальным диаметром.

Такое поведение несомненно напоминает функцию котангенса, и если обозначить атомный вес через a, то электрохимический характер e всех элементов этой группы можно выразить формулой

$$e = \operatorname{ctg} \frac{a-4}{16}\pi. \tag{5.2}$$

Конечно, эта формула не предназначена для выражения абсолютного значения электрического характера элементов, а лишь общего хода его зависимости от атомного веса.

С увеличением атомного веса валентность элементов также изменяется; от нуля она возрастает в первом квадранте до максимума, например, 4, затем возвращается к нулю во втором, снова достигает максимума в третьем квадранте и, наконец, возвращается к нулю в четвертом; поэтому рост и падение валентности с увеличением атомного веса элементов также обозначаются символами + и -, нарисованными в квадрантах. Эти соображения также предоставляют информацию о математическом выражении зависимости валентности от атомного веса; такая кривая в простейшей форме будет представлена как $m(\sin x)^2$, где m обозначает максимум валентности, который в данной группе элементов, следовательно, равен 4; поэтому можно предположить, что формула

$$v = 4f\left(\sin \frac{a-4}{16}\pi\right)^2. \tag{5.3}$$

если f обозначает функцию квадрата синуса, которая для всех значений a, лежащих между 36 и 4, будет выражать обсуждаемое увеличение и уменьшение валентности.

Для второй основной группы элементов с атомными массами от 36 до 132 (от калия до йода) сходная зависимость между атомной массой, с одной стороны, и электрическим характером и валентностью элементов, с другой, легко бы проявилась, за исключением того, что константы имели бы другое значение, а угол пришлось бы выражать через n; возможно, тогда круговой порядок элементов был бы заменен эллиптическим. Аналогичным образом следует также зафиксировать поведение элементов третьей основной группы с атомными массами от 132 до 292, из которых пока частично известна только первая половина. Что касается первой малой группы с атомными массами от нуля до 4, следует предположить, что она включает только водород, что согласуется с низкой атомной массой (4) первого неактивного элемента.

Предполагая существование рассматриваемых здесь неактивных элементов с атомными массами 4, 20, 36, 84, 132, 212 и 292, обладающих инертным

электрохимическим характером и валентностью, равной нулю, и на основании предложенной мной группировки элементов, периодичность в свойствах элементов проявляется как непрерывная функция, и одновременно становится очевидной причина упорядоченности в группах по два ряда в каждой; каждая группа соответствует четырем квадрантам кругового порядка.

Таким образом, можно предположить, что периодическая система благодаря этим дополнениям приобрела форму, которая значительно облегчит дальнейшее математическое рассмотрение проблемы. »

Открытие криптона, ксенона и радона произошло достаточно быстро. А в начале XXI в. был открыт и элемент с порядковым номером 118 и атомным весом 294 — *оганесон* [361].

Работам Томсена в атомной физике посвящена публикация [362] 1982 г. «Julius Thomsen and 19th-century speculations on the complexity of atoms».

5.1.5 Заключение — идеи изотопии и закономрностей в таблице Менделеева XIX в.

Идеи учёных XIX в. относительно возможной неэлементарности атомов являются примером глубокого проникновения в принципы устройства природы. Представления Бутлерова о построении однотипных объектов (в данном случае — атомов) из простейших компонент естественно и очень продуктивно в плане предсказания ещё не известных комбинаций.

Мета-элементы Крукса являются предшественниками изотопного описания групп элементов с одинаковыми химическими свойствами.

Ридберг искал уже количественные закономерности. Его исследования относительно атомных весов элементов и структуры атомов, хотя и не могли в XIX в. дать ясного понимания наблюдаемых закономерностей, послужили хорошей базой для открытий XX в. Некоторые из его предположений, выведенных из анализа данных, нашли своё подтверждение в квантовой теории атома.

Томсен также искал математические закономерности в свойствах химических элементов и предсказал атомные веса благородных газов, включая радон и оганесон.

Свинне в 1926 г. опубликовал статью «Das periodische System der chemischen Elemente im Lichte des Atombaus» [363]. В ней обсуждались структура электронных оболочек, пределы существования элементов тяжелее урана и гипотетические границы таблицы Менделеева. Свинне ввёл в обращение термин *трансурановые элементы*. См. также [364] « Superheavy elements and the upper limit of the periodic table: early speculations. »

Как и в ряде других прозрений, идеи, представленные в этой главе, далеко не сразу были проверены экспериментально и вошли в общий контекст науки. Но в настоящее время мы можем оценить их в полной мере.

5.2 Ряды радиоактивных распадов

Исследования радиоактивных явлений первого десятилетия XX в. очень быстро выявили связь между различными радиоактивными элементами. Изучение этих связей привело к установлению факта наличия последовательных цепочек (рядов) элементов. Их принято называть *ряды радиоактивных распадов*.

Для современного читателя терминология столетней давности заметно затрудняет понимание материала. В связи с этим, параллельно с исторической терминологией будем использовать современную терминологию и способы представления, такие как *Z-A диаграммы*, введенные в практику Джоржио Феа в 1935 г. [435], и ставшие популярными после публикаций Эмилио Сегре [436] и его коллег [437] в 1946 г.

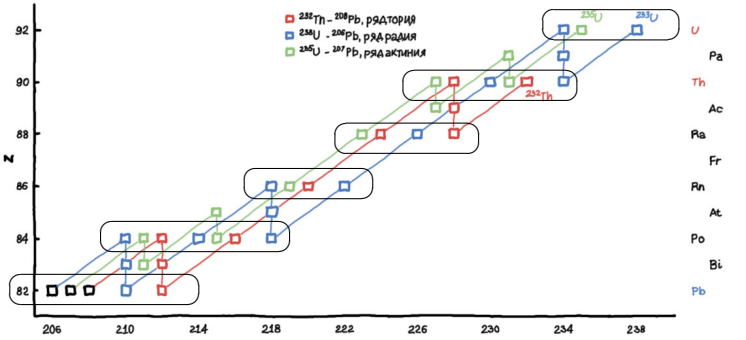


Рис. 5.3: Ряды распада тория, радия и актиния (основные ветви) в представлении на плоскости (Z, A)

На рис. 5.3 в графической форме представлены основные ветви рядов распада тория, радия и актиния в современном представлении на плоскости (Z, A), где Z — электрический заряд ядра, A — атомный вес.

Овалами выделены изотопы элементов с *чётным* зарядом ядра, входящие в ряды распада. Черным цветом выделены стабильные изотопы свинца, являющиеся конечными элементами в рядах. Именно эти изотопы, обладающие более длительными временами полураспада, сыграли ключевую роль в исследованиях трансмутаций.

На рубеже XIX-XX вв. ещё не было известно, что порядковый номер элемента соответствует заряду ядра, так что такая форма представления появилась много позже. Так же не были известны и элементы, с соответствующими значениями Z, кроме тория и урана.

Поэтому на начальном этапе исследований радиоактивных элементов (и в ряде случаев всю первую половину XX в.) картина связей между обнаруженными веществами носила весьма запутанный характер.

Рассмотрим, как последовательно появлялось понимание сути рядов радиоактивных элементов, и как на основе этих знаний возникла концепция изотопов.

Изображение рядов радиоактивных распадов на плоскости (Z, A) на рис. 5.3, возникло далеко не сразу.

На рис. 5.4 представлен рисунок из книги Э. Резерфорда «Radioactive Transformations» 1906 г. [35].

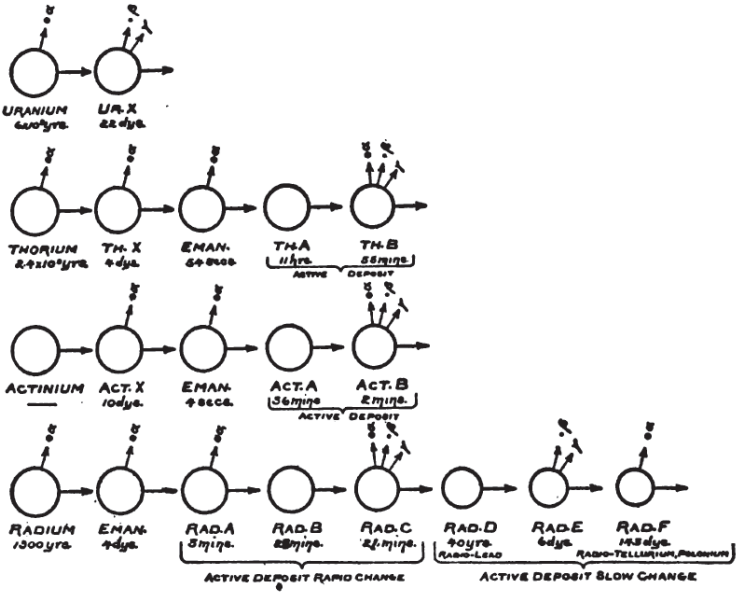


FIG. 41.

The radioelements and their family of products.

Рис. 5.4: Ряды радиоактивных распадов. Резерфорд 1906 г.[35]

Из рисунка 5.4 видно, что знания об этих рядах в то время носили весьма фрагментарный характер. Ни один из рядов радиоактивных распадов не был прослежен до конечного состояния — одного из изотопов свинца. Ряд радия считался независимым от распада урана. Большая часть промежуточных состояний не была идентифицирована. Названия этих состояний носили

временный технический характер — по положению в ряду, обозначавшихся последовательно буквами латинского алфавита A, B, ...

Ряд, начинающийся ураном (изотоп U-238, верхний ряд на рис. 5.4), оборван после первого распада и не прослеживается до радия, в связи с чем первоначально использовалось название «ряд радия» для элементов, дочерних к радию.

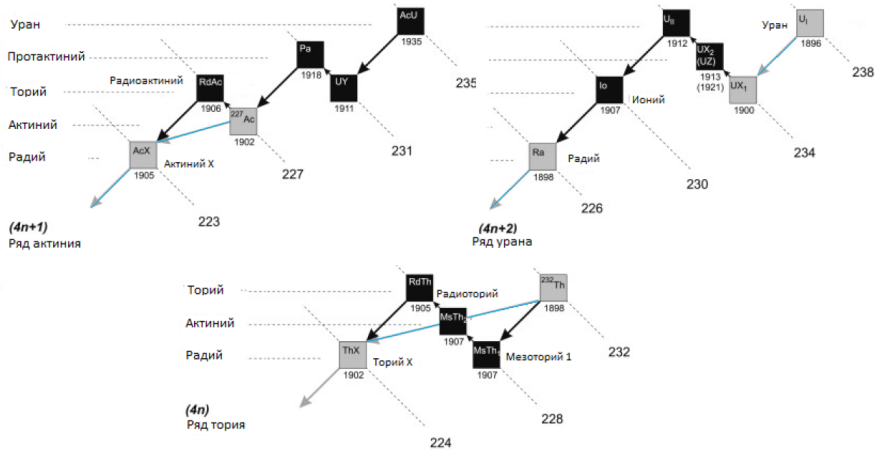


Рис. 5.5: Ряды радиоактивных распадов, «скрытые изотопы». По Теннинсен 2013 г. [250]

На рис. 5.5 показаны элементы рядов радиоактивных превращений с указанием годов их открытия — см. статью Теннинсена и Фрай «Discovery of actinium, thorium, protactinium, and uranium isotopes » 2013 г. Видно, что к 1913 многие пробелы между начальными элементами рядов и радием были закрыты.

Прослеживание связи элементов в радиактивных рядах осложнялось разветвлением этих рядов в ряде случаев. Например, на рис. 5.6 показан фрагмент ряда урана-радия на 1922 г. по книге Рассела «An Introduction to the Chemistry of Radio-Active Substances» [51].

Как видно из рисунка 5.6, почти на каждом этапе предполагаются варианты.

Для понимания концепции изотопов важно представлять, на каких экспериментальных данных она была основана.

Очень кратко рассмотрим, как представляли себе ряды радиоактивных распадов в 10-е годы XX в.

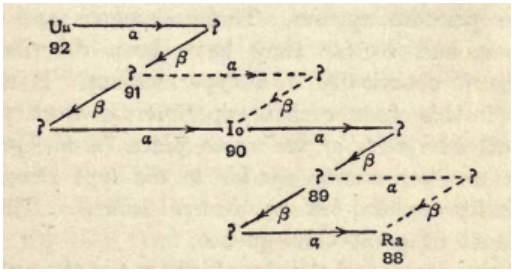


Рис. 5.6: Предполагаемые ветвления на участке ряда урана-радия. Рассел 1922 г. [51]

Радиоактивный ряд тория

Радиоактивный ряд тория начинается с изотопа тория-232 и заканчивается стабильным изотопом свинца *торий D*, ThD (Pb-208).

На рис. 5.7 приведена графическая форма представления и данные об элементах ряда и типе переходов.

В радиоактивном ряде тория имеется разветвление при распаде *тория C* ThC (изотоп Bi-212). Около 64% распадов идут с β-распадом в *торий C1* (полоний-212). Около 36% распадов идут с α-распадом в *торий C2* (таллий-208). Торий C' и торий C"переходят в торий D.

Это ветвление будет подробно рассмотрено в §6.5.3 «Открытие разветвленного распада».

Следует ещё отметить *торий ThX* (радий-224) и *торий ThEm* (радон 220). Они упоминаются в §2.5 и §2.6. На *радиоторий* (торий-228) и *ThB* (изотоп свинца 212) ссылается §5.4.1.

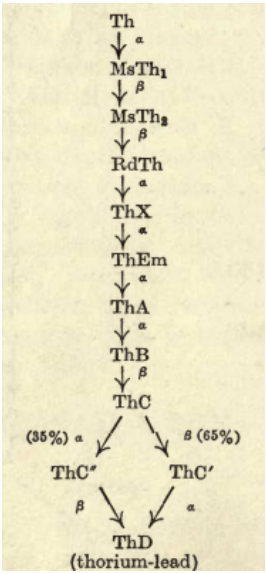


TABLE 8.—THE THORIUM SERIES

Element.	Symbol.	Radiation.	At. Wt.	Half-value Period.	Element chemically Similar.
Thorium . .	Th	α	232·15	About $1{\cdot}5 \times 10^{10}$ Y	Th
Mesothorium 1 .	$MsTh_1$	β	228	6·7 Y	Ra
Mesothorium 2 .	$MsTh_2$	β,γ	228	6·2 H	Ac
Radiothorium .	RdTh	α,β,γ	228	1·9 Y	Th
Thorium X .	ThX	α	224	3·64 D	Ra
Thorium-emanation	ThEm	α	220	54·5 S	Em
Thorium A .	ThA	α	216	0·14 S	Po
Thorium B .	ThB	β,γ	212	10·6 H	Pb
Thorium C . .	ThC	(α)β	212	60·8 M	Bi
Thorium C′ .	ThC′	α	212	About 10^{-11} S	Po
Thorium C″ .	ThC″	β,γ	208	3·1 M	Tl
Thorium D (Thorium Lead) .	ThD	Inactive	208	—	Pb

Рис. 5.7: Радиоактивный ряд тория. Рассел 1922 г. [51]

Радиоактивный ряд актиния

Долгое время полагали, что радиоактивный ряд актиния начинается с изотопа протактиния и заканчивается стабильным изотопом свинца *актиний D*, AcD. На рис. 5.8 приведена графическая форма представления и данные об элементах ряда и типе переходов.

В радиоактивном ряде актиния имеется разветвление при распаде *актиния C* AcC (изотоп Bi-211). Следует ещё отметить *торий AcX* (радий-222) и *актиний AcEm*. Они упоминаюся соотвественно в §2.5 и §2.6. На *радиоактиний* (торий-227) ссылается §5.4.1.

В дальнейшем оказалось, что ряд имеет существенно более сложный граф, были обнаружены и другие точки ветвления ряда. Атомные веса в начале XX в. были определены неверно, в действительности, они нечётные: протактиний Pa имеет вес 231, актиний Ac — 227, и далее, вплоть до Actinium D, изотопа свинца с атомным весом 207.

В 1935 г. был открыт действительный родначальник ряда актиния — изотоп урана U-235.

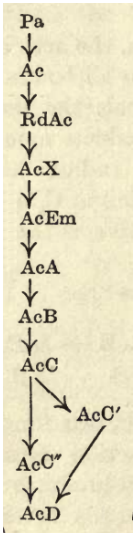


TABLE 7.—THE ACTINIUM SERIES

Element.	*Symbol.*	*Radiation.*	*At. Wt.*	*Half-value Period.*	*Element chemically Similar.*
Protactinium .	Pa	α	(230)	12,000 Y	Pa
Actinium . .	Ac	β	(226)	About 20 Y	Ac
Radio-actinium .	RdAc	α β,γ	(226)	19 D	Th
Actinium X .	AcX	αβ	(222)	11·5 D	Ra
Actinium-emanation	AcEm	α	(218)	2·92 S	Em
Actinium A .	AcA	α	(214)	0·002 S	Po
Actinium B .	AcB	β,γ	(210)	36·1 M	Pb
Actinium C .	AcC	α(β)	(210)	2·15 M	Bi
Actinium C′ .	AcC′	α	(210)	0·005 S	Po
Actinium C″ .	AcC″	β,γ	(206)	4·71 M	Tl
Actinium D . (Actinium Lead)	AcD	Inactive	(206)	—	Pb

(Y = years, D = days, H = hours, M = minutes, S = seconds.)

Рис. 5.8: Радиоактивный ряд актиния. Рассел 1922 г. [51]

Радиоактивный ряд урана

Радиоактивный ряд урана начинается с изотопа *урана UI* (U-238) и заканчивается стабильным изотопом свинца *радий G, Uranium Lead*, Radium G (Pb-206).

На рис. 5.9 приведена графическая форма представления и данные об элементах ряда и типе переходов.

В радиоактивном ряде тория имеются разветвления при распаде UX1 (изотоп Th-234), UII (изотоп U-234), RaC (изотоп Bi-214). Постепенно были открыты и другие подробности ветвления ряда.

Следует ещё отметить *радий Ra* (радий-226) и *эманацию радия RaEm*. Они упоминаюся соотвественно в §2.5 и §2.6.

На *ионий* (торий-230) и *RaD* (свинец-210) ссылается §5.4.1.

Заключение

Обратимся ещё раз к рис. 5.3 — см. рис. 5.10.

Накопление экспериментальных данных о химически неразделимых радиоактивных элементах, различных «сортов» урана, тория, радия, радона, полония и свинца, дало необходимую информацию об обобщении проблемы.

Это стало решающим шагом для глубокого вывода о возможности существования атома химического элемента в разных состояниях, отличающихся атомным весом.

5.3 Закон радиоактивных смещений — предварительные подходы

Важным шагом перед выдвижением концепции изотопов стало установление закономерностей радиоактивных превращений при различных видах трансмутации. Исторически эта закономерность получила название *закон радиоактивных смещений*. Под смещением понимается перемещение в таблице Менделеева от исходного вещества к конечному при конкретной трансмутациию

В 1913 г. были опубликованы системообразующие работы Дьёрдь де Хевеши [275], Александра Рассела [276], Казимира Фаянса [251] и Фредерика Содди [274]. На основе накопленных данных авторы пришли к выводу, что радиоактивные превращения идут двумя различными способами, что приводит к двум типам связи родительского и дочернего элементов в таблице Менделеева.

5.3.1 Валентность радиоактивных элементов — Хевеши

В статье Хевеши 1913 г. «The valency of the radioelements» [275] систематизированы данные о валентности радиоактивных элементов.

В §1 «Ведение» Хевеши пишет:

«В настоящее время не существует признанной тесной связи между процессами, происходящими внутри атома, и процессами, происходящими вне его, то есть между радиоактивными и химическими свойствами атома. Однако можно сказать, что существует некоторая связь между атомным весом и радиоактивными явлениями, поскольку только элементы с атомным весом более 200 распадаются с выделением гелия. Рубидий и калий, элементы с низким атомным весом, однако, по-видимому, являются радиоактивными, испуская гамма-излучение.

В поисках связи между радиоактивными и химическими свойствами наиболее вероятным направлением исследований представляется изучение связи между природой излучения, сопровождающего распад элемента, и разницей в валентности между полученным и исходным продуктами. С момента открытия закона Фарадея об электролизе валентность все чаще рассматривается с электрохимической точки зрения. Когда из атома выбрасывается α-частица, атом теряет положительный электрический заряд, а когда выбрасывается β-частица, он теряет отрицательный электрический заряд. Поэтому следует ожидать, что эта потеря положительного и отрицательного электрического заряда, в зависимости от обстоятельств, окажет определенное влияние на валентность образовавшегося атома. Для исследования этого вопроса

была определена валентность большого количества радиоэлементов. Помимо интереса к этой проблеме, важно знать *валентность различных радиоэлементов*, поскольку очень мало известно о химических свойствах многих из этих тел, особенно тех, которые следуют за эманациями в ряду распада.»

Далее, в §2-§7 излагается методика и описание экспериментов, в которых по электрохимических свойствам определялась валентность радиоактивных элементов.

Перечислим разделы:
§2. Diffusion of Electrolytes.
§3. Connexion between the Diffusion Constant of a Salt and the Mobility of the Cation. Diffusion in excess of the Anion.
§4. Relation between the Magnitude of the Diffusion Constant, and the Valency of the Cation. §5. Analogy between Diffusion of Ions in Gases and in Liquids. §6. Determination of the Diffusion Constants of the Radioelements. (a) The diffusion constant of Radium.
(b) Diffusion constants of ThX and ActX
(c) Diffusion velocity of ThB and Th C.
(d) The diffusion constants of RaD, RaE, and RaF.
(e) The diffusion velocity of Radlothorium.
(f) The diffusion constant of Ionium
(g) The diffusion constant of Thorium
(h) The diffusion velocity of Uranium A
§7 Ion mobility of the Radio-ions.
(a) The velocity of the Ions of Radlum.
(b) Ion mobillties of ThX, ActX, RaC, ThB, ThC, RaD, RaE, and RaF.

Результаты исследований суммированы в §8-§9.

§8 Связь между подвижностью ионов и их положением в периодической таблице

Бредиг [263] первым показал, что подвижность иона в бесконечно разбавленном растворе является функцией его массы.

Подвижность ионов элементов, принадлежащих к любой конкретной группе в периодической системе, возрастает с увеличением атомной массы элемента. С помощью этого правила можно определить положение элементов ThB, RaB и AcB в периодической системе. Эти элементы являются одновалентными и, следовательно, принадлежат либо к группе щелочных металлов, либо к группе, содержащей Ag, одновалентную Hg и одновалентный Tl.

Однако из таблицы V видно, что если бы ThB принадлежал к группе щелочных металлов, он обладал бы большей подвижностью, чем цезий, а именно 68,2. Однако его подвижность меньше этой величины. Таким обра-

зом, ThB, скорее всего, относится ко второй группе, и поскольку он имеет больший атомный вес, чем серебро, и, следовательно, более электроотрицателен, его наиболее вероятное положение находится между таллием и свинцом. Этот вывод подтверждается электрохимическим и химическим поведением вещества, как показано в недавних работах автора [262] и Флека [265] соответственно.

§9 Излучение α- или β-частицы из распадающегося атома, а также разница в валентности между исходным и образовавшимся атомом

На настоящее время известны валентности не менее 22 радиоактивных элементов. Они приведены в таблице VI (5.12). Теперь остается обсудить, насколько разница в валентности между исходным и результирующим атомом обусловлена излучением α- или β-частицы.

Однако по двум причинам необходимо проявлять осторожность при формулировании выводов. Во-первых, валентность элемента не является неизменной величиной, как его атомный вес, а зависит от различных факторов, таких как, например, природа элемента, с которым он соединен.

Во всех наших экспериментах радиоэлементы присутствовали в виде хлоридов в слабокислом растворе, и поэтому нет оснований полагать, что обнаруженные валентности не являются основными валентностями.

Вторая причина заключается в том, что не все элементы в ряду распада могут быть еще не открыты, и открытие новых элементов, промежуточных между известными элементами в ряду, может значительно изменить наши выводы. В этой связи недавние работы Марсдена и Дарвина о сложности тория C [259] и Фаянса о радии C [253] очень важны. Можно сказать, что свойства радия C, приведенные в этой статье, относятся не к продукту, называемому Файнсом радием C', а к его материнскому веществу, а именно к продукту, который имеет период 19,5 минут и называется радием C1. Таким образом, между радием C1 с известной валентностью и радием D с известной валентностью существует продукт радий C' с неизвестной валентностью.

Аналогично, свойства тория C, приведенные в этой статье, относятся к продукту, названному Марсденом и Дарвином торием C. Это исходное вещество для тория C2, быстро изменяющегося продукта с неизвестной валентностью. В обоих этих случаях, следовательно, очевидно, что связь между изменением валентности и выбросом α-частицы в настоящее время остается невыясненной.

Буква β в четвертом столбце таблицы означает, что исходное вещество элемента является бета-излучением. Электрохимическое поведение радия A делает весьма вероятным, что радий A, а следовательно, весьма вероятно, что торий A и актиний A, являются двухвалентными. Было бы крайне слож-

но установить этот вопрос с уверенностью.

Из приведенной выше таблицы видно, что выброс β-частицы, по-видимому, влияет на валентность в направлении, противоположном тому, в котором она изменяется при α-излучении. В случае выброса α-частицы эта зависимость гораздо более очевидна. Существует девять случаев, когда валентность образовавшегося атома отличается на две единицы от валентности исходного атома после того, как последний выбросил α-частицу. Это превращения иония в радий, радия в эманацию, тория в мезоторий I, радиотория в торий X, тория X в эманацию, радиоактиния в актиний X и актиния X в эманацию. Случай с ураном 1 и 2 довольно сложен и будет рассмотрен в следующей статье. В десяти других случаях невозможно сказать, выполняется ли это правило или нет, из-за отсутствия полных данных, но в настоящее время нет оснований предполагать, что оно не выполняется. Независимо от того, будет ли доказано, что правило выполняется строго или нет, в результате последующих исследований, нет сомнений в том, что изменение валентности при выбросе α-частицы не является просто случайным.

После завершения данной работы внимание автора было обращено на точку зрения, практически идентичную той, что приведена выше, выдвинутую Ф. Содди в его недавней книге [49]. Там указывается, что все долгоживущие радиоактивные элементы являются элементами четной валентности, и что валентность изменяется на две единицы при выбросе α-частицы. В дополнение к девяти случаям, приведенным выше, в качестве примеров, подчиняющихся этому правилу, приводятся превращения радия D в радий F, а последнего в свинец. Каждое из этих трех тел имеет валентность 2. Радий D и свинец, однако, принадлежат к IV группе периодической системы, а радий F, весьма вероятно, к V группе. Таким образом, при нынешнем уровне наших знаний правило справедливо, если вместо утверждения о том, что валентность элемента изменяется на две единицы, мы говорим, что число группы в периодической системе, к которой он принадлежит, изменяется на две единицы после выброса α-частицы. Конечно, когда Содди выдвинул эту точку зрения, валентности большинства радиоактивных элементов не были определены непосредственно, а просто принимались за валентности распространенных элементов, с которыми они химически наиболее близки.

Выводы

По скорости диффузии катиона, значительно превышающей скорость диффузии его аниона, показано, что можно определить число зарядов, несущих катион, и, следовательно, его валентность. Были определены константы диффузии радия, тория X, актиния X, урана X, радиотория, тория B, тория C, радия D, радия E, радия F, иония и тория, и на основе этих результатов были получены валентности этих тел.

Измеряя подвижность и константы диффузии радиоактивных тел, можно

также определить их валентности. Таким образом, этот второй метод может быть использован для проверки результатов, полученных первым методом. Были определены подвижности радия, тория X, актиния X, тория B, тория C, радия C, радия D, радия E и радия F, и на основе этих результатов были рассчитаны валентности этих элементов. Значения, полученные вторым методом, хорошо согласуются с значениями, полученными первым методом.

Теория диффузии электролитов Нернста, которая была выведена и доказана как справедливая для одновалентных электролитов, показана как применимая для электролитов любой валентности.

Из соотношения между подвижностью ионов и их положением в периодической системе пролился свет на химическую природу тория B. Три элемента группы B являются одновалентными, но не принадлежат к группе щелочных металлов. Их химические свойства, скорее всего, находятся между свойствами таллия и свинца.

В девяти случаях после выброса α-частицы исходным веществом валентность полученного продукта отличается от валентности исходного вещества на две единицы. В настоящее время невозможно утверждать, что это правило строго выполняется во всех случаях из-за отсутствия полных данных. Однако эта зависимость, безусловно, не является просто случайной. »

5.3.2 Периодическая система и радиоктивные элементы Рассела

Статья Рассела «The Periodic System and the Radio-Elements» [276] 1913 г., была исторически первой, в которой радиоактивные элементы были размещены по валентности с указанием типа распада.

В этой короткой статье приведена «диаграмма Рассела» — см. рис. 5.13. Как видно из рис. 5.13, на диаграмме приведены схемы трёх рядов радиоактивных распадов. Последовательно прослежены элементы рядов и тип превращения по испускаемой частице, α или β. Элементы ряда размещены в соответствии с валентностью элемента.

« Было установлено, что некоторые из более долгоживущих радиоэлементов, таких как Ra, RaF и RaEm, занимают определенные места в периодической системе химических элементов. В этой статье рассматриваются все радиоэлементы. Приведены следующие правила:
(1) Всякий раз, когда радиоэлемент испускает α-частицу, группа в периодической системе, к которой принадлежит полученный продукт, либо на две единицы больше, либо на две единицы меньше, чем та, к которой принадлежит родительское тело.
(2) Всякий раз, когда испускается β-частица или нет частиц, с сопутствующим или без сопутствующего β-излучения, группа в периодической системе, к которой принадлежит полученный продукт, на одну единицу больше или на одну единицу меньше, чем та, к которой принадлежит родительский продукт.»

Роль публикаций Хевеши и Рассела

Идеи, представленные в публикациях Хевеши и Рассела, очень близко подошли к возможности систематизации членов рядов радиоактивных распадов по их положению в периодической системе.

Фактически, необходимо было заменить в качестве систематизирующей переменной атомный вес вместо валентности. Как стало ясно позднее, и атомный вес тоже не стал окончательным решением — его место занял заряд ядра атома.

По этому вопросу следует вспомнить работу Ридберга 1897 г. [356] — см. §5.1.3.

5.4 Закон радиоактивных смещений — правило Содди и Фаянса

Рассмотрим подробно публикации [251] и [274], в которых Фаянс и Содди независимо подошли к собственно *закону радиоактивных смещений.*

5.4.1 Радиоактивные превращения и периодическая система элементов — Фаянс

Фундаментальная статья Фаянса [251] ставит своей целью объяснить закономерности периодической системы элементов в связи с радиоактивными превращениями.

«Давно предполагалось, что периодическая система основана на первичных превращениях элементов. Тот факт, что такие первичные превращения действительно происходят спонтанно в природе, был доказан с полной уверенностью, по крайней мере для некоторых элементов, благодаря открытию радиоактивных первичных превращений. Поэтому понятно, что предпринимались попытки использовать радиоактивные процессы для объяснения периодической системы элементов. Если такие попытки до сих пор оставались без существенного успеха, то это объясняется отсутствием у них прочной основы: можно было надеяться сделать выводы о предполагаемых генетических связях между другими элементами на основе радиоактивных процессов только в том случае, если бы удалось прояснить связь радиоактивных элементов с периодической системой, то есть интегрировать эти новые элементы в общую систему. Сейчас это столкнулось с трудностями.

Совсем недавно мне удалось найти решение этого вопроса очень простым способом. На основе полученной структуры теперь можно не только легко объяснить многие из прежних трудностей периодической системы и проследить ранее наблюдавшиеся закономерности до обоснованной основы, но и сделать совершенно новые выводы, доступные для прямой экспериментальной проверки.»

I. Положение радиоактивных элементов в периодической таблице.

Отправной точкой рассматриваемых соображений послужила обнаруженная мной [252] *взаимосвязь между типом радиоактивного превращения и электрохимическими свойствами* рассматриваемых радиоэлементов. Следует подчеркнуть, что все радиоактивные превращения можно разделить на два класса: α-превращения, при которых выбрасывается атом гелия с двойным положительным зарядом, атомная масса образующегося элемента, следовательно, меньше атомной массы гелия (от 3,99 до приблизительно 4,0),

чем у его непосредственного родительского вещества, и β-превращения, при которых испускается только один электрон, поэтому атомная масса в таких превращениях не изменяется, они состоят только из перегруппировки составляющих компонентов атома.

Вышеупомянутая взаимосвязь гласит, что при α-превращении образующийся продукт электрохимически более положительный, менее благородный, чем его родительское вещество, тогда как при β-превращении верно обратное, т.е. продукт превращения электрохимически более отрицательный, чем его родительское вещество. Было показано, что это соотношение справедливо без исключения для всех превращений, для которых его можно было проверить. Поскольку в периодической таблице, в горизонтальном ряду, электроотрицательность элементов возрастает слева направо, это утверждение можно также выразить следующим образом: при α-превращении образуется элемент, принадлежащий к более низкой группе того же горизонтального ряда, что и его исходное вещество, тогда как при β-превращении образуется элемент из более высокой группы (вертикального ряда) I). Это утверждение также оказалось справедливым для всех тех случаев, когда химическая природа соответствующего субстрата уже была известна из прямых экспериментов (это было гораздо реже, чем электрохимическая характеристика); оставался вопрос, на сколько групп влево (при *alpha*-превращениях) или вправо (при β-превращениях) происходит этот переход.

Как указал Ф. Содди [49], что в преобразованиях α-лучей в хорошо изученных случаях можно наблюдать переход ко второй следующей группе, например, с четвертой на вторую, с шестой на четвертую. Я принял это правило Содди как общеприменимое и позже дам его правдоподобную интерпретацию. Для α-лучевых преобразований мне удалось показать на основе некоторых случаев, что следует совершать скачок только на одну группу, и это утверждение также получило общее признание.

Поскольку радиоактивный характер нескольких радиоактивных элементов уже был известен с точностью, теперь, с помощью этих двух предложений, касающихся изменения группы всех известных радиоактивных элементов, можно определить, к каким группам периодической системы они принадлежат.

Полученные таким образом результаты представлены в следующих таблицах. Первая таблица (5.14) содержит три известных радиоактивных ряда (уран-радиевый, ториевый и актиниевый ряды), в которых становится очевидной генетическая связь отдельных продуктов. Буквы (α и β) обозначают тип превращения, значения времени под названиями элементов относятся к их периодам полураспада (J.-год, T.-день), а верхние числа указывают группы периодической таблицы, к которым принадлежат элементы, причем числа в скобках получены описанным выше способом.

В таблице также показан ход некоторых превращений, как это представ-

лялось наиболее вероятным в вышеупомянутой работе, основанной на новых данных.

Следует также отметить, что, начиная с иония, радиотория и радиоактиния (см. §5.2), превращения в этих трех рядах протекают весьма аналогично, и что члены этих трех рядов, соответствующие друг другу в радиоактивном отношении, также почти точно соответствуют друг другу в химическом и электрохимическом отношении. Для короткоживущих продуктов ряда радия группы, к которым они принадлежат, были определены путем прослеживания генетической линии влево, начиная с RaD. Было известно, что RaD принадлежит к четвертой группе. Полученные таким образом результаты были перенесены на аналогичные продукты других рядов, и полученный таким образом результат для ThB полностью совпал с опытом.

Две стрелки у RaC и ThC выражают тот факт, впервые доказанный автором для RaC [253], что рассматриваемые продукты претерпевают две различные трансформации, в которых некоторые из их атомов преобразуются одним способом, а остальные — другим. В этих случаях говорят о разветвлении ряда. Такие разветвления сыграют определенную роль в дальнейшем при интерпретации периодической таблицы.»

Для пояснения идей автора, обратимся ещё раз к рис. 5.3 — см. рис. 5.15.

На рис. 5.15 овалами выделены начала и концы участков радиоактивных рядов, о которых пишет Фаянс.

«Здесь следует подчеркнуть один момент: тот факт, что три радиоактивных ряда настолько аналогичны, ясно показывает, что порядок, в котором превращения элементов проходят через группы (вертикальные ряды) периодической системы, одинаков в известных нам до сих пор рядах. Уже из этого факта можно предположить, что периодический характер этих превращений лежит в основе периодического закона. Но даже если мы рассмотрим ряд уран-радий-свинец сам по себе, периодический характер превращений становится вполне очевидным, поскольку они проходят через группы:

$$\underbrace{64564}\,20\,\overbrace{64564}\,\underbrace{564}\,. \tag{5.4}$$

Последовательность 64564 повторяется три раза.»

Здесь цифры 4, 5, 6 соотвествуют группам таблицы Менделеева. Благородные газы отнесены к нулевой группе.

«В следующей таблице (здесь — рис. 5.16) перечислены все радиоактивные элементы в порядке убывания атомной массы в пределах соответствующих групп. Атомные массы были рассчитаны на основе атомных масс урана (UrI) = 238.5 и тория (232.4); остальные были рассчитаны исходя из предположения, что атомная масса уменьшается на 4.0 при α- превращениях и что при β-превращениях изменений атомной массы не происходит. Атомная масса актиния и продуктов его превращения пока неизвестна. Поэтому

значения, приведенные в таблице, являются предположительными. Они были получены в вышеупомянутой работе из атомной массы урана, исходя из предположений о природе связи между рядами урана-радия и актиния, предположений, которые стали вероятными благодаря новым теоремам. Также до сих пор неясно, принадлежит ли актиний ко второй или третьей группе периодической таблицы.

Примечательно, что в этой таблице (здесь — рис. 5.16*) позиции, которые в периодической таблице обычно принадлежат только одному элементу, здесь заняты несколькими элементами.*

Сравнивая химическое поведение этих элементов, занимающих одну и ту же позицию, становится очевидно, что они на одну или несколько позиций ниже, чем любые другие элементы между собой.

Поскольку такие элементы нельзя разделить друг от друга ни химическими методами, ни кристаллизацией. Таким образом, совпадение здесь гораздо значимее, чем с редкоземельными элементами. Было предпринято множество попыток отделить ионий от тория, или радий D от свинца, или мезоторий I от радия, но ни малейшего признака разделения получено не было. [49]

Если мы и узнали все эти элементы как отдельные сущности, то объясняем это только их радиоактивными свойствами, такими как различное время жизни, различное излучение и генетическая связь. Для обычных химических методов они неразличимы. Этот факт имеет фундаментальное значение для классификации радиоэлементов в общей периодической таблице. Чтобы правильно установить аналогию между последними двумя горизонтальными рядами и остальными, необходимо, конечно, действовать так же, как и с другими элементами. Поэтому можно полагаться исключительно на химические методы. Однако они просто перечислили бы смесь таких элементов из группы одного и того же горизонтального ребра, выделенную из минерала, как единый элемент, и таким образом этот сложный элемент фактически занимает только одно место в системе Менделеева.

Остается лишь ответить на вопрос, *какой атомный вес следует присвоить этому сложному элементу.* Здесь также необходимо применить экспериментальный метод, используемый для обычных элементов, то есть принять результат прямого определения атомной массы этого комплексного элемента, выделенного из минерала, как тот, который соответствует системе.

Полученное значение будет зависеть от пропорции, в которой отдельные компоненты составляют этот гранулированный комплекс. В случае радиоактивных веществ отдельные продукты присутствуют в стационарном состоянии в большем количестве, чем дольше их время жизни. Поэтому, если один из элементов в такой группе живет значительно дольше других, можно просто принять его атомную массу за релевантную; в противном случае необходимо выбрать соответствующим образом рассчитанные промежуточные значения. Для всех радиоактивных продуктов первый метод достаточно

точен. Если мы будем действовать таким образом, то получим расположение элементов в таблице III (рис.5.17) для двух нижних групп периодической таблицы.

Существующие пробелы в группах O, I, III и V нижнего ряда и в группе VI верхнего ряда заполнены короткоживущими (частично гипотетическими) элементами, что полностью объясняет, почему они не были обнаружены обычными химическими методами. Пробелы в группах II, IV и VI верхнего ряда заполнены известными элементами.

II. Результирующие элементы серий.

Особое значение имеют последствия для позиций, занимаемых *висмутом, свинцом и таллием.* Практически наверняка свинец является конечным продуктом реакции с радием, а именно продуктом прямой трансформации RaF (полония). Помимо свинца, теоретическая атомная масса которого, исходя из массы урана, составляет 206.5, и нескольких очень короткоживущих элементов, согласно новым формулам в четвертой группе верхнего ряда необходимо также предположить существование ThD, атомная масса которого составляет 208.4. Это следует из того факта, что ThC2, который, согласно новым формулам, принадлежит к шестой группе, подвергается α-трансформации и, следовательно, должен давать элемент четвертой группы. Поскольку существование такого элемента не может быть обнаружено радиоактивными методами, следует заключить, что он очень долгоживущий. Однако его химические свойства будут очень близки к свойствам свинца, полученного из урановых минералов, о чем свидетельствует его принадлежность к той же группе того же горизонтального ряда. Поэтому он также будет восприниматься нами как свинец.

Однако между этими двумя типами свинца существует существенная разница: атомная масса одного отличается от атомной массы другого на целых две единицы. Следовательно, значение атомной массы свинца из урановых минералов, не содержащих тория, должно отличаться от значения атомной массы свинца из ториевых минералов, не содержащих урана.

Если обычный свинец представляет собой смесь этих двух типов свинца, это объяснило бы, почему экспериментально определенная атомная масса свинца больше, чем рассчитанная на основе атомной массы урана, исходя из генетического соотношения с 206.5.

Аналогичные выводы теперь применимы к висмуту и таллию. Вероятность генетической связи висмута с рядом торионов подтверждается тем фактом, что его атомная масса (208.0) очень близка к атомной массе продукта превращения (208.4) как ThC, так и ThD. Наличие висмута в радиоактивных минералах дополнительно подтверждает это.

В своей недавно опубликованной книге [36] Резерфорд обсуждает этот вопрос и приходит к выводу, что количество висмута в уран-ториевом мине-

рале меньше, чем можно было бы ожидать при сравнении его с неогенами свинца, принимая во внимание содержание урана и тория, а также скорость превращения этих двух элементов. Резерфорд делает из этого вывод, что эти анализы не подтверждают точку зрения о том, что висмут является конечным продуктом ториевого процесса. Этот вывод основан на предположении, что висмут образуется непосредственно из ThC2 или ThD. Однако новые данные свидетельствуют о том, что висмут пятой группы должен образовываться непосредственно из этих элементов: в обоих случаях между ними должны присутствовать элементы четвертой группы, и в ThD2 мы уже предполагали наличие такого элемента для одной из ветвей. Однако это полностью меняет ситуацию, поскольку количество образующегося висмута будет зависеть от времени жизни этих промежуточных продуктов. С другой стороны, как будет показано в дальнейших исследованиях, элементы висмута и свинца, вероятно, также не будут абсолютно стабильными. Для Bi весьма вероятна трансформация с потерей атома гелия в таллий: разница в 4.0 между атомными массами, разница в двух группах в периодической таблице и наличие таллия в радиоактивных минералах подтверждают это. Однако как висмут, так и таллий также встречаются в урановых минералах с низким содержанием тория. Хотя возможность первичной деградации во время образования минералов всегда должна учитываться, можно также предположить генетическую связь, возможно, следующего вида:

$$\frac{Pb}{206.5} \xrightarrow{\beta} \frac{Bi}{206.5} \xrightarrow{\alpha} \frac{Tl}{202.5}$$

Единственное отличие заключается в том, что здесь не образуются те же самые висмут и таллий, что и в ряду тория, а соответствующие атомные массы отличаются на две единицы. Это также даст возможное объяснение тому факту, что атомная масса Bi (208.0) и Tl (204.0) не совсем совпадает с рассчитанной на основе атомной массы тория, если рассматривать обычный висмут и таллий как смеси этих двух типов. Определение атомных масс свинца, висмута и талилия различного происхождения будет иметь общее значение для нашего понимания элементов.

III. Общие последствия для обычных элементов

Расположение элементов в таблице III (рис.5.17) обладает всеми свойствами, которые можно ожидать от двух нижних рядов периодической таблицы. Каждая позиция занята элементом, атомные массы регулярно уменьшаются от группы к группе, и, как и в других рядах периодической таблицы, существуют две подгруппы. Теперь мы видим, что эти два ряда представляют собой результат преобразований элементов, и что проявляемая ими регу-

лярность может быть объяснена двумя другими фундаментальными принципами: во-первых, генетической связью между элементами и периодическим характером преобразований, и, во-вторых, относительным временем жизни химически идентичных элементов в пределах группы одной и той же периодической таблицы. Время жизни этих элементов подчиняется законам, которые будут более подробно рассмотрены в последующей статье.

Этот результат дает новое подтверждение идее о том, что остальные элементы также генетически связаны. Возможно ли уже сейчас легко классифицировать все элементы, вплоть до самых легких, на две известные нам группы (как кажется), как последовательные элементы, пока не решено; попытка, предпринятая в этом направлении, еще не завершена. Однако из приведенных выше утверждений вытекают совершенно разные аспекты реализации такой идеи. Что касается радиоактивных элементов, мы точно знаем, что то, что мы химически считаем элементом, представляет собой соединение нескольких элементов, и это также весьма вероятно для элементов висмут, свинец и таллий, до которых выше была прослежена радиоактивная серия. Можно заключить, что в целом то же самое относится ко всем остальным элементам: таким образом, они также будут рассматриваться как типичные представители химически неразделимых элементов.

Эти химически идентичные элементы могут быть унаследованы из одной и той же серии превращений, как мы видели, например, для UrI и UrII, а также из разных серий, как в случае, например, с торием и ионием. Однако, исходя из этого, атомные массы распространенных элементов можно интерпретировать только как средние значения, при этом, конечно, возможны случаи, когда один элемент в смеси преобладает настолько сильно, что сам по себе определяет чистую атомную массу, а также случаи, когда вклад более равномерный.

На основе этих взглядов закономерности атомных масс в первых двух рядах периодической таблицы, например, не могут быть легко объяснены. Там, как уже показали Ридберг и др., были выделены две серии элементов, атомные массы которых различаются примерно на 4 единицы каждая. Эти ряды состоят из Li, B, (N), F, Nn, Al, P, Cl и He, (Be), C, Ne, Mg, Si, S, то есть в обоих случаях это элементы, которые всегда находятся во второй группе. Это в точности совпадает с тем, что мы наблюдали в альфа-лучевых преобразованиях. Если разница между атомными массами очень мала, но не равна точно 3.99, то это найдет естественное объяснение в сложной природе элементов.

IV. Положение редкоземельных элементов в периодической системе.

Результаты классификации радиоактивных элементов по основным параметрам периодической таблицы проливают совершенно новый свет на самый сложный вопрос, с которым ей приходилось сталкиваться до сих пор, — а именно, на положение редкоземельных элементов в периодической таблице. Под редкоземельными элементами мы подразумеваем элементы, атомная масса которых находится между атомной массой бария и тантала. Это ряд очень похожих элементов, которые можно отделить друг от друга лишь с большим трудом. К настоящему времени удалось охарактеризовать около двенадцати элементов, атомная масса которых находится между атомной массой лантана (139.0) и иттербия (173.,0).

Большинство из них трехвалентны, некоторые, такие как Ce, Pr, Nd, также имеют четырехвалентное состояние. Сложность их классификации заключалась в том, что они в значительной степени похожи друг на друга, но их атомные массы значительно различаются. Из предыдущих попыток в этом направлении следует упомянуть следующее. Браунер выдвинул два предложения: одно отнесло лантан к третьей группе (вертикальный ряд), а все остальные элементы от церия до иттербия — к четвертой группе того же (седьмого) горизонтального ряда. Однако такое расположение приводит к противоречиям, поскольку многие земные элементы, включая иттербий, который таким образом был бы помещен в четвертую группу, обладают выраженным трехвалентным характером. Согласно другому предложению, которое Браунер недавно счел более вероятным, земные элементы следует распределить между группами 7-го и 8-го горизонтальных рядов.

Сам Браунер [256] увидел в этом расположении сложность, заключающуюся в том, что различие между положительными неспаренными и отрицательными спаренными горизонтальными рядами не выражено. Однако ещё большей проблемой является совершенно неестественная классификация элементов, настолько похожих друг на друга, что их можно с большим трудом разделить на самые разные группы периодической таблицы. Расположение, принятое Вернером в его модифицированной форме периодической таблицы, представляет меньше трудностей. В этом расположении элементы земной коры расположены один за другим в порядке возрастания атомных масс и образуют часть горизонтального ряда, который не требует каких-либо аналогий с другими рядами. Однако, как указывает Браунер, это расположение не показывает, что существуют как трёхвалентные, так и четырёхвалентные элементы земной коры. Тем не менее, вернеровская форма периодической таблицы терпит неудачу, когда дело доходит до классификации радиоактивных элементов. Даже если бы придерживаться принципа классификации по возрастающей атомной массе, как это делается для земных элементов, пришлось бы отвести одинаковое положение всем элементам

с одинаковой атомной массой, таким как RaC2, RaD, RaE и RaF, которые демонстрируют совершенно различное химическое поведение. С другой стороны, элементам с одинаковым химическим поведением, но разной атомной массой, таким как RaB и Pb, были бы отведены далеко друг от друга позиции, и их химическая аналогия вообще не проявилась бы.

Трудности классификации редкоземельных элементов заключаются именно там, где и в большинстве предыдущих попыток классификации радиоактивных элементов: считалось, что периодическая таблица должна отводить каждому элементу определенное место, и когда было решено отвести место нескольким элементам, как в одном из предложений Браунера, полагалось, что необходимо соблюдать принцип регулярного увеличения атомных масс в горизонтальных рядах слева направо. Поведение радиоактивных элементов теперь показывает, что это справедливо только при рассмотрении сложных элементов как единого целого, но не простых. Как показывает, например, таблица II, в четвертой группе верхнего горизонтального ряда много простых элементов, имеющих более высокую атомную массу, чем некоторые элементы в пятой группе.

Даже если редкоземельные элементы не так сильно похожи друг на друга по химическому поведению, как до сих пор неразделимые радиоактивные элементы одной группы в одном горизонтальном ряду или составляющие других обычных элементов, которые здесь считаются более полными, их сходство, тем не менее, настолько велико, что гораздо естественнее отвести место нескольким из них в периодической таблице, чем распределить их по широко разнесенным вертикальным группам. Поскольку одни больше соответствуют характеру третьей группы, другие — четвертой, все они будут помещены в седьмой горизонтальный ряд, в третью и четвертую группы, так что тантал также окажется в седьмом ряду. При распределении между третьей и четвертой группами больше не нужно учитывать атомный вес, как это было в аналогичной схеме Браунера, а только химический характер. Классификацию следует оставить более компетентным специалистам; кажется, что третья группа будет содержать больше элементов, чем четвертая, которая в любом случае включает церий, празеодим и неодим.

Таблица периодической таблицы, полученная в результате рассмотрения представленных результатов, приведена на рис. 5.18. Она показывает, что осталось всего четыре свободных места, все из которых расположены в группе VII. Возможно, эти пробелы объясняются коротким сроком жизни соответствующих элементов. В этой таблице также исчезает трудность, которая наблюдалась в предыдущих расположениях в группе VIII (вертикальный ряд). Если, помимо седьмого горизонтального ряда, для редкоземельных элементов оставался свободным только восьмой ряд, то триада осмия оказывалась в парном горизонтальном ряду, а триады железа и рутения — в непарных рядах. Однако, если был зарезервирован и девятый ряд, то в

седьмом горизонтальном ряду этой группы возникал пробел.

Возникает вопрос о том, как следует понимать генетическую связь элементов Земли. Большой интерес представляет тот факт, что именно поведение элементов земной коры задолго до открытия радиоактивных процессов вдохновило Крукса на его размышления об эволюции материи [257]. Такая генетическая связь действительно весьма вероятна просто потому, что все эти элементы всегда встречаются вместе. Вероятно, следует также предположить постепенный распад более тяжелых элементов на более легкие, как в радиоактивных процессах. Однако можно отметить существенное различие.

До сих пор мы узнали только о двух типах превращений: тех, которые включают элиминацию гелия с переходом на две группы влево, и β-превращениях, при которых происходит переход на одну группу вправо в периодической таблице. Однако все превращения иттербия в лантан должны осциллировать между двумя соседними группами; следовательно, эти превращения не могут сопровождаться элиминацией гелия.

В одной из моих следующих работ я, вероятно, покажу, что переход между двумя группами в альфа-лучевых превращениях связан с двойным зарядом атома гелия, выбрасываемого в процессе, и, с точки зрения структурной теории атомов Николсона [258], также со сложным характером атома гелия, который, согласно этой теории, состоит из небулина и протофторина. Однако в превращениях, которые должны происходить с потерей атома водорода (или даже атома небулина или протофторина, согласно этой точке зрения, следует ожидать сдвига только одной группы влево. Поэтому можно представить, что в ряду трансмутаций элементов Земли трансмутация с элиминацией атома водорода (или другого первичного атома) чередуется с β-лучевой трансмутацией. В первом случае происходит переход из четвертой группы в третью, во втором — возвращение в четвертую группу.

Чтобы определить, какой простой элемент подвергается первому типу превращения, можно попытаться рассмотреть различия в атомных массах известных земных элементов. Однако, вероятно, элементы, считающиеся сегодня простыми, похожи на те, о которых мы узнали, поэтому результат такой процедуры будет весьма сомнительным. Напротив, исследование соответствующих минералов и водородных газов, или обнаружение новых газообразных элементов, будет иметь первостепенное значение.

Можно также проверить высказанную здесь точку зрения, изучив вклад отдельных элементов в смеси редкоземельных элементов. Однако такие простые условия, как, например, с содержанием урана и радия, здесь вряд ли можно ожидать, поскольку из-за относительно длительного времени жизни земных элементов геологических эпох вряд ли было достаточно для установления стационарного состояния.

Следует, однако, отметить, что в некоторых минералах преобладают цеританые элементы, в то время как в других сильно преобладают иттриевые

элементы; можно предположить, что это связано с возрастом соответствующих минералов. Вероятна генетическая связь редкоземельных элементов с урановым или ториевым рядом, или даже с обоими: большинство минералов, содержащих земные металлы, также содержат уран или торий, и наоборот. Также весьма примечателен тот факт, что многие редкоземельные элементы демонстрируют высокое содержание тантала или ниобия. Первый может быть непосредственным родительским веществом всей серии превращений земных металлов, в то время как ниобий является родительским веществом иттрия (разница в атомных массах 4,5, разница между двумя группами).

V. Об аномалиях периодической системы.

Известный факт, что йод в седьмой группе имеет меньшую атомную массу, чем теллур в шестой группе того же горизонтального ряда, и идентичное поведение аргона и калия являются единственными исключениями из периодического повторения химических групп элементов в их строгом расположении в соответствии с возрастающей атомной массой, которое составляет основу периодической системы. Присутствие триады железа также считается аномальным.

Если, исходя из представленной здесь концепции сложности элементов, задаться вопросом об интерпретации этого соотношения, то получится следующее: сложный элемент более высокой группы будет иметь меньшую атомную массу, чем элемент более низкой группы того же горизонтального ряда, если самый долгоживущий из простых элементов, составляющих первый, имеет меньшую атомную массу, чем самый долгоживущий из составляющих второго сложного элемента. Если, например, элементом четвертой группы верхнего горизонтального ряда в таблице II является RaB, который является самым долгоживущим элементом, то атомная масса комплексного элемента в этой позиции в таблице III будет частично больше, чем у висмута. Если бы времена жизни простых элементов распределялись без каких-либо законов, то часто случалось бы, что в одном и том же горизонтальном ряду комплексный элемент более высокой группы имеет меньшую атомную массу, чем элемент более низкой группы; то есть периодический закон был бы лишь приблизительным правилом. Поэтому необходимо найти закон времен жизни, который подтверждал бы справедливость периодического закона в подавляющем большинстве случаев, а для немногих оставшихся случаев, после рассмотрения генетического состава рассматриваемых элементов, устанавливал бы их исключительный статус. Открытие такого закона времен жизни в настоящее время является важнейшей задачей, которую необходимо решить в отношении сведения периодической системы к фундаментальным преобразованиям элементов. Надеюсь, в ближайшее время я смогу рассказать об этом подробнее.»

Заключение

Статья Фаянса очень ясно излагает суть элементов, неразличимым по химическим свойствам. Таблицы II — рис. 5.16 и III — рис. 5.17 наглядно представляют включение таких элементов в таблицу Менделеева и вычисление атомного веса элемента.

Вывод по табл. II на стр. 314 эквивалентен *изотопам* Содди.

5.4.2 Радиоактивные элементы и периодическая система элементов — Содди

Перейдём к статье Содди [274] 1913 г. «The Radio-elements and the Periodic Law». По содержанию она очень близка к статье Фаянса [251].

«В статье, в которой я доказал, что два радиоэлемента, мезоторий I и радий, неразделимы химическими процессами и фракционной кристаллизацией хлоридов, несмотря на то, что атомная масса этих двух элементов различается примерно на две единицы, было отмечено, что некоторые распространенные элементы также могут представлять собой смеси неразделимых элементов с разной атомной массой в постоянных пропорциях.

В недавно вышедшей книге «Химия радиоэлементов» [50] я сформулировал правило, которое работало в нескольких случаях: когда α-частица удалялась, атом переходил из семейства с четным номером в периодической таблице в следующее семейство с меньшим номером, при этом семейство с нечетным номером всегда оставалось за бортом. Кроме того, в тех случаях, когда α-частица не удалялась, атом в нескольких случаях возвращался в свою исходную группу, что приводило к любопытному чередованию свойств по мере продвижения по ряду. Теперь, когда это происходит, например, когда элемент четвертого семейства испускает α-частицу и становится членом второго семейства, которое после дальнейших изменений возвращается в четвертое семейство, два представителя четвертого семейства, образовавшиеся в результате этого, не просто похожи по химическим свойствам. Они неразделимы ни одним известным процессом. Это относится не только к продуктам распада одной серии, но и ко всем продуктам. Таким образом, в четвертой группе торий, уран X, ионий, радиоторий, радиоактиний — все они химически неразделимы, хотя могут образовываться из трех отдельных серий, а расчетная атомная масса варьируется от 234 до 228.

Я предложил своему преподавателю, г-ну Александру Флеку, провести систематическое исследование как можно большего числа радиоактивных элементов, химическая природа которых оставалась неопределенной, и первая часть его результатов недавно была представлена Химическому обществу [266], [267]. В результате этой работы в настоящее время можно определить или предсказать химическую природу каждого известного члена ряда распада и свести эти ряды к нескольким общим законам описанного типа, которые

проливают новый свет на природу периодического закона. Вследствие этого, пробелы, которые еще предстоит заполнить между ураном и ионием, обусловленные существованием в этой части продуктов с периодами порядка миллионов лет, можно рассматривать в гораздо более узком контексте.

В статье, недавно опубликованной А. С. Расселом [276], некоторые из этих обобщений уже были рассмотрены. Г-н Рассел выдвинул следствие из моего правила для α-частицы, которое он ранее сообщил мне в частном письме в октябре 1912 года и которое с тех пор было убедительно подтверждено некоторыми результатами г-на Флека.

Правило г-на Рассела относится к β-лучевым и безлучевым изменениям и заключается в том, что *при β-лучевом или безлучевом изменении атом меняет свою химическую природу таким образом, чтобы перейти в семейство в периодической таблице, следующее по номеру.* То есть, переход в этих случаях всегда происходит из четного семейства в нечетное или из нечетного в четное. Г. фон Хевеши [275], который также работал в лаборатории профессора Резерфорда над валентностью продуктов распада, выдвинул очень похожие взгляды, разница лишь в том, что эффект изменения β-излучения он считает противоположным или «полярным» эффекту изменения α-излучения, при этом валентность увеличивается на два после изменения β-излучения.

Те же вопросы очень четко обсуждаются и К. Фаянсом, который был связан с развитием наших знаний в области ветвей рядов, но его работа появилась только после того, как была подготовлена эта статья [251]. Он придерживается отстаиваемой здесь точки зрения, что периодический закон является выражением периодического характера радиоактивных изменений, и предвосхищает некоторые другие моменты, рассматриваемые в этой статье.

Нет сомнений в том, что добавление г-на Рассела к моему правилу α-излучения верно, и я принял его именно так, как он его сформулировал, но из результатов г-на Флека все же можно узнать много определенного о природе радиоактивных изменений.

Для начала рассмотрим *ряд радия* от эманации до конечного продукта с ответвлениями, которые встречаются у С-члена. Эти ответвления теперь достаточно ясны благодаря работам Барратта, Марсдена [397] и Дарвина [398] в ряду тория, а также Маковера и Файанса [254] в ряду радия, и поскольку я подробно рассмотрел их с точки зрения теории многократного распада в «Ежегодном отчете о радиоактивности за 1912 год» [264], мне нет необходимости далее рассматривать их здесь.

Помимо однозначного признания полония (RaF) гомологом теллура и радия D как неотделимого от свинца, о химии других членов практически ничего не было известно. Исходя из правила фон Лерха и легкого осаждения на металлах до того, как это явление было недавно исследовано с электрохимической точки зрения фон Хевеши [262], сложилось общее впечатление,

что они могут быть родственны благородным металлам.

Согласно результатам Флека [266], [267], [268], [269] ряд выглядит следующим образом: A, неизвестное вещество; B, свинец; C, висмут; C', неизвестное вещество; D, свинец; E, висмут; F, полоний; G, свинец. Известные члены соответствуют правилу об испускании α- и β-частиц, и если мы распространим это правило на члены, химия которых еще неизвестна, то получим для членов семейств последовательных членов: A, VI; B, IV; C, V; C', VI; D, IV; E, V; F, VI; G, IV. Теперь, применяя правило, согласно которому при повторении подобных групп элементы не просто подобны, но неразделимы, мы можем предсказать, что по химическому поведению два неопределенных вещества RaA и RaC' будут неразделимы от полония. Предсказание относительно C' не поддается проверке, поскольку период этого тела оценивается всего в 10^{-6} секунд. Но что касается Ra A, то его можно проверить, и сейчас это делается. Что касается ответвления, которое трудно исследовать, поскольку только около трех из 10 000 атомов выбирают этот путь, можно предположить, что Ra C2 относится к третьему семейству и окажется неотделимым от таллия, как будет обсуждаться позже. Конечным продуктом ответвления снова является свинец. Атомная масса двух конечных продуктов, оба неотделимые от свинца, составляет примерно 206 и 210 соответственно.

При обсуждении *ряда изотопов тория* следует отметить, что продукт, называемый торием D, является не аналогом радия D, а аналогом радия C2, поскольку торий D образуется из тория C', продукта, дающего самые длинные альфа-лучи и, следовательно, обладающего самым коротким известным временем жизни (оцениваемым в 10^{-11} секунд).

Нет необходимости подробно это обсуждать. Торий A и C' должны быть неотделимы от полония, хотя их периоды слишком коротки, чтобы это можно было определить. Оба конечных продукта, образующиеся в данном случае в соотношении 65 к 35, должны быть неотделимы от «свинца», расчетная атомная масса которого в каждом случае составляет около 208.5. Торий D, как и RaC2, окажется неотделимым от таллия.

Серия актиния, образующаяся при эманации, в точности аналогична, за исключением того, что разветвлённая серия ещё не установлена. Вероятно, она будет обнаружена, но, как и в случае с радием, она может представлять собой лишь незначительную долю распадающихся атомов. Если предположить, что актиний аналогичен торию, то оба продукта снова неотделимы от свинца. Основная серия аналогична серии тория и противоположна серии радия: актиний D образуется при α–излучении актиния C.

Как показал г-н Рассел, последовательность событий, предшествующих эманациям, также служит прекрасной иллюстрацией применимости правил в отношении изменений α и β.

В ряду тория Флек показал, что мезоторий II, единственный член этого ряда, химический состав которого оставался неизвестным, неотделим от ак-

тиния. Г-н Крэнстон в этой лаборатории как раз завершает исследование, в котором он доказал, что радиоактивный торий является прямым продуктом мезотория II, — пробел, который ранее не был заполнен, и который важен, поскольку родительский элемент иония, продукт в ряду урана, соответствующий радиоактивному торию в ряду тория, до сих пор экспериментально неизвестен. Ряд актиния почти абсолютно аналогичен ряду тория, сам актиний соответствует мезоторию II, от которого он неотделим, единственное различие заключается в том, что актиний не излучает лучей, как мезоторий I, вместо того, чтобы излучать бета- и гамма-лучи, как мезоторий II. Флек показал, что радиоактивный актиний, химический состав которого до сих пор оставался неясным, неотделим от тория. Рассел и Чедвик описали отделение тела, испускающего альфа-, бета- и гамма-лучи, от радиоактивного актиния, но поскольку известно, что радиоактивный актиний не испускает гамма-лучи, а испускает только очень мягкие бета-лучи, представляется целесообразным дождаться дальнейших результатов.

Ряд радия, начиная с иония и далее, в точности аналогичен ряду тория, начиная с радиотория и далее, но в связи между ионием и ураном остаются лакуны. Этой частью таблицы я занимаюсь последние десять лет, и мои результаты, хотя и отрицательные по большей части, по крайней мере исключают многие возможности. Совершенно очевидно, как указывали г-н Рассел и некоторые другие, что уран X должен быть продуктом урана I, а не урана II, как считалось до сих пор. Поскольку продукт урана I, выбрасываемая α-частица должна принадлежать к четвертой группе, а для того, чтобы она вернулась в шестую группу у урана II, должны произойти два β или безлучевых изменения. Точно так же неизвестный продукт урана X должен принадлежать к пятой группе, больше нигде не представленной, и быть гомологом тантала. Назвав этот экатантал [эка Ta], можно многое предсказать о его свойствах, исходя из общих принципов и результатов моих экспериментов с продуктом урана X [278], [279]. Он может давать α-лучи только в том случае, если его период чрезвычайно велик. Если он не дает α-лучи, его произведение должно находиться в шестой группе. Так что с достаточной вероятностью мы можем написать, как это делает Рассел:

Теперь все члены, производящие α-излучение, принадлежат к четным семействам, за исключением тех членов, где происходит двойной распад. Члены C, такие как [эка Ta], принадлежат к пятому семейству и претерпевают двойное изменение, так что в одной ветви за β-излучением следует α-излучение, а в другой — α-излучение следует β-излучение. Едва ли можно устоять перед искушением предположить, что такое изменение действительно происходит в [эка Ta]: безлучевое изменение в U II, за которым следует α-излучение этого вещества в одной ветви, происходящее одновременно с α-излучением в актиний, который, как известно, безлучевое изменение в другой ветви.

Что касается экспериментов с продуктами распада урана X, в которых не удалось обнаружить роста α-излучения во время распада β-излучения, следует отметить, что очень незначительный рост был бы замаскирован одновременным распадом неизбежных β-излучения с той же скоростью. Кроме того, все продукты испускали α-излучение после исчезновения β-излучения. Первые продукты обладали активностью, которая в основном состояла из актиния, но в последних выделенных продуктах этот компонент можно было обнаружить лишь на начальном этапе с помощью теста на активные отложения.

У меня есть весьма скудные доказательства того, что актиний действительно образуется из урана X через промежуточное вещество. Содержание актиния в последних двух партиях препаратов урана X, выделенных из 50 килограммов урана в июне и сентябре 1909 года, было точно измерено в течение четырех лет, и измерения показывают крайне незначительный, но равномерный рост. В таблице показана активность активного осадка, образовавшегося из препаратов в разное время.

	Дней от приготовления			
	328.	432.	829.	1282
Активность (делений в мин) из-за отложений актиния	1.43 (?)	1.53	1.70	1.90

Таблица 5.2: Радиоактивность из-за отложений актиния. Содди 1913 г. [274]

Эффекты крайне слабые. Условия первого измерения не были абсолютно сопоставимы с остальными, и в этом смысл знака (?). Ясно, что должно пройти гораздо больше времени, прежде чем такие измерения можно будет считать надежным доказательством роста актиния. Если приведенная выше схема верна, то несомненно, что период [эка Та] должен быть очень большим, но поскольку никакой информации о периоде актиния нет, невозможно дать оценку. Тем временем, вполне определенное представление о природе [эка Та], которое теперь стало возможным, должно облегчить поиск этого недостающего элемента и привести к более прямому решению проблемы.

Без единого исключения, хотя некоторые случаи еще предстоит изучить, подтверждается правило, что все члены всех трех рядов распада, помещенные в одно семейство, неотделимы друг от друга. Когда какое-либо место в периодической таблице ранее оставалось незанятым, радиоактивный элемент, впервые обнаруженный на его месте, появлялся как новый тип. Так, гомологи бария и теллура соответственно были неизвестны до проведения радиоактивных исследований. Радий и полоний появились как новые типы, отделимые от бария и теллура соответственно. Но продукты радиоактивного тория, уран-X, ионий и радиоактивный актиний в четвертой группе за-

нимают место, уже занятое известным элементом торием, и, следовательно, неотделимы от тория.

Это позволяет предсказать, что эка-тантал будет отделим от тантала. Актиний также окажется отделимым от лантана, как утверждал Гейзель, но это еще не было четко доказано.

При пересечении нулевой группы место в шестом семействе, ранее занимаемое ураном, теперь занимает полоний, в пятом — висмут, в четвёртом — свинец, в третьем — таллий. То есть, после прохождения нулевой группы встречается совершенно новый набор типов, что показано в обычной периодической иерархии разделением семейств на подгруппы A и B. Можно предположить, что члены A и члены C' активных месторождений будут неотделимы от полония, и что RaC2 и ThD, возможно, AcD, будут не просто аналогичны таллию, но и неотделимы от него.

Эти результаты доказывают, что почти каждое свободное место в периодической таблице между таллием и ураном заполнено неотделимыми элементами с атомным весом, изменяющимся на несколько единиц, и неизбежно приводят к предположению, что то же самое может быть верно и для других частей таблицы. Как указывалось ранее, ничего дополнительного не требуется для объяснения неудачи всех попыток получить численные соотношения между атомными весами. Представление о том, что атомная масса является реальной константой, определяющей все химические и физические свойства элементов, наиболее убедительно опровергается тем фактом, что после выброса α-частицы массой 4 элементы возвращаются к своему первоначальному химическому типу.

Наконец, можно предположить, что все конечные продукты, вероятно, шесть из трех серий, с расчетными атомными массами от 210 до 206, должны быть неотделимы от свинца; то есть, должны представлять собой «свинец», элемент, который фигурирует в Международном списке с атомной массой 207,1. Следует отметить, что год назад г-н Рассел сказал мне, что, по его мнению, расхождение между этим значением и значением, рассчитанным (206,0) из атомной массы радия путем вычитания пяти α-частиц, объясняется тем, что конечным продуктом радия является не свинец, а элемент, неотделимый от него. Из вышеизложенного следует, что все конечные продукты, вероятно, неотделимы от свинца, и что «свинец» на самом деле представляет собой такую смесь, которая, как я предполагал ранее, могла существовать среди неактивных элементов.

К данной статье прилагается диаграмма, графически демонстрирующая эволюцию элементов по периодической таблице от урана до свинца — см. рис 5.24.

Если предположить, что весь свинец в мире образуется в результате трех серий распада в постоянной пропорции, то найденная атомная масса, 207,1, указывает на то, что примерно половина из нее может составлять массу то-

рия, а другая половина — массу урана. Однако углубляться в детали пока не будет экспериментально проверена постоянная атомная масса свинца, образующегося из различных радиоактивных минералов, нецелесообразно.

Примечание от 22 февраля 1913 г. [274]

— Мне следовало упомянуть, что если представленная схема верна и ионий является прямым продуктом α-излучения урана II, — а сформулировать какую-либо альтернативу, согласующуюся с установленными правилами α- и β-излучения, практически невозможно, — то моя оценка времени жизни иония как минимум 100 000 лет (лекция Королевского института в пятницу вечером, 15 марта 1912 г.) становится окончательной. Она зависит только от отсутствия долгоживущих веществ, занимающих промежуточное положение между этими двумя элементами. Таким образом, из экспериментов Экснера и Гашека, а также А. С. Рассела и Росси, подробно рассмотренных в моем «Ежегодном отчете о радиоактивности, 1913 год» (раздел «Ионий»), в которых эти исследователи не смогли обнаружить ни одной новой линии в дуговом спектре препаратов иония и тория, следует, что ионий и торий должны давать одинаковый дуговой спектр. Поскольку, по моей минимальной оценке времени жизни, доля иония в препаратах должна была составлять не менее 10 процентов по весу. Идентичность спектров двух неразделимых элементов, хотя на первый взгляд и является несколько неожиданным выводом, согласуется с современным представлением о том, что спектр не раскрывает внутреннюю структуру атома, как предполагалось ранее, а только его внешние характеристики. Электроны, порождающие спектры, вероятно, являются теми, которые определяют валентность и химические свойства, и не являются так называемыми «конститутивными электронами». Такие «конституционные электроны», конечно же, являются лишь названием самого атома вещества, рассматриваемого отдельно от его атомных спутников.

Также пользуюсь случаем, чтобы упомянуть, что г-н Флек сообщил мне, что он может осуществить количественное разделение тория D от членов B и C активной группы осаждения путем осаждения калия в растворе с помощью хлорида платины. В сочетании с другими реакциями это соответствует предсказанию, что члены D тория и актиния окажутся неотделимыми от таллия. –Ф.С.»

Замечание

Статья Содди [274] по содержанию и выводам очень близка к публикации Фаянса [251]. При этом в у Фаянса в [251] очень выразительные таблицы, а у Содди — рисунок 5.24, который близок к современным способам представления ядерных трансформаций в виде N-Z диаграмм.

5.4.3 Введение термина «изотопы»

Содди в конце 1913 г. опубликовал историческую статью «Intra-atomic Charge» [365]. В ней впервые был употреблен термин *изотопы*.

«Утверждение А. ван дер Брука [343], что внутриатомный заряд элемента определяется его местом в периодической таблице, а не атомной массой, убедительно подтверждается недавним обобщением относительно радиоактивных элементов и периодического закона. Последовательное выбрасывание одной α- и двух β-частиц в трех радиоактивных превращениях в любом порядке возвращает внутриатомный заряд элемента к его исходному значению, а элемент — к его первоначальному месту в таблице, хотя его атомная масса уменьшается на четыре единицы. Недавно мы получили нечто вроде прямого доказательства точки зрения ван дер Брука о том, что внутриатомный заряд ядра атома не является чисто положительным зарядом, как в предварительной теории Резерфорда, а представляет собой разницу между положительным и меньшим отрицательным зарядом.

В своей статье об обобщении периодического закона [252] Фаянс обратил внимание на то, что изменения химической природы, происходящие вследствие выброса α- и β-частиц, в точности совпадают с обычными электрохимическими изменениями валентности. Из этого он сделал вывод, что радиоактивные изменения должны происходить в той же области атомной структуры, что и обычные химические изменения, а не в отдельной внутренней области структуры или «ядре», как предполагалось ранее. В моей статье об этом же обобщении, опубликованной сразу после статьи Фаянса (Chem. News, 28 февраля), я подчеркнул абсолютное сходство химических свойств различных элементов, занимающих одно и то же место в периодической таблице.

Простой вывод из этой точки зрения дал мне возможность проверить правильность заключения Фаянса о том, что радиоактивные и химические изменения связаны с одной и той же областью атомной структуры. На мой взгляд, его вывод не подразумевает ничего иного, кроме того, что, например, уран в своих четырехвалентных соединениях урана должен быть химически идентичен и неотделим от соединений тория. Ведь уран X, образованный из урана I путем выброса α-частицы, химически идентичен торию, как и ионий, образованный таким же образом из урана II. Уран X теряет две β-частицы и возвращается в уран II, химически идентичный урану. Соли урана также теряют два электрона и переходят в более шестивалентные соединения уранила. Если эти электроны происходят из одной и той же области атома, соли урана должны быть химически неотделимы от солей тория. Но это не так.

Между солями урана и тория наблюдается сильное химическое сходство, и я попросил г-на Флека исследовать, можно ли их разделить химическими методами при смешивании, при этом уран должен оставаться неизменным в

состоянии урана или четырехвалентного урана. Г-н Флек опубликует результаты экспериментов отдельно, и я благодарен ему за то, что эти два класса соединений легко разделяются методами фракционирования.

Это, как мне кажется, доказывает, что электроны, испускаемые в виде бета-лучей, происходят из ядра, не способного поставлять электроны в кольцо или отбирать их из него, хотя это кольцо способно получать или терять электроны извне во время обычных электрохимических изменений валентности.

Я считаю, что точка зрения ван дер Брука о том, что число, представляющее собой суммарный положительный заряд ядра, - это номер позиции, которую элемент занимает в периодической таблице, если расположить все возможные позиции от водорода до урана в последовательности, практически доказана в отношении относительного значения заряда для элементов конца последовательности, от таллия до урана.

Мы остаемся в неопределенности относительно абсолютного значения заряда из-за сомнений в точном количестве существующих редкоземельных элементов. Если предположить, что все эти параметры известны, то значение положительного заряда ядра атома урана составляет около 90. Если же мы сделаем более сомнительное предположение, что периодическая таблица регулярно располагается в группе редкоземельных элементов, и что между барием и радием, например, существуют два полных длинных периода, то это число составит 96. В любом случае оно значительно меньше 120, числа, равного половине атомной массы, как это было бы, если бы ядро состояло только из α-частиц. Известно, что в атоме урана существует шесть ядерных электронов, которые испускают при своих изменениях шесть β-лучей. Если бы ядро состояло из α-частиц, то ядерных электронов должно было бы быть тридцать или двадцать четыре соответственно, по сравнению с девяносто шестью или 102 соответственно в кольце. Если, как предполагалось, водород является вторым компонентом атомной структуры, то его должно быть больше. Но нет никаких сомнений в том, что они должны существовать, и что центральный заряд атома согласно теории Резерфорда не может быть чисто положительным зарядом, а должен содержать электроны, как заключает ван дер Брук.

Что касается меня лично, это привело к значительному уточнению моих идей и может быть полезно другим, хотя, несомненно, в этом мало оригинальности. Одна и та же алгебраическая сумма положительных и отрицательных зарядов в ядре, когда арифметическая сумма различна, дает то, что я называю *«изотопами»* или «изотопными элементами», потому что они занимают одно и то же место в периодической таблице. Они химически идентичны и, за исключением относительно немногих физических свойств, которые непосредственно зависят от атомной массы, также физически идентичны. Изменения этого ядерного заряда, рассчитанные таким образом алгебраически,

дают последовательные места в периодической таблице. Для любого одного «места» или любого одного ядерного заряда может существовать более одного числа электронов во внешней кольцевой системе, и в таком случае элемент проявляет переменную валентность. Но такие изменения числа или валентности касаются только кольца и его внешней среды. Между кольцом и ядром нет притока и оттока электронов. »

5.5 Оформление концепции изотопов

Оформление концепции изотопов и развёрнутая историческая справка приведена в Нобелевской лекции Содди [377] 1922 г. Приведём её перевод с необходимыми ссылками и комментариями.

5.5.1 Введение — кратко об изотопах химических элементов

« Работа моих студентов и моя собственная, за которую вы так высоко оценили меня, присудив Нобелевскую премию по химии в 1921 году, — это лишь малая часть новаторской работы, проводившейся во многих странах на протяжении почти двадцати лет в области химии радиоактивных элементов, а также существования и природы изотопов. Думаю, я смогу наилучшим образом выполнить свой долг как лауреат Нобелевской премии, если попытаюсь разобраться в истинных истоках концепции изотопов, по крайней мере, в той мере, в какой я был с ней связан. То, что сегодня кажется нам таким простым и понятным, изначально имело совершенно иной и загадочный характер, так что задача прослеживания зарождения идеи с самых ранних ее проявлений на самом деле является сложной и запутанной. Я не могу надеяться достичь исторической полноты или завершенности. Скорее, я попытаюсь изложить результаты своих собственных усилий, попытавшись проследить до истоков идею, которая сегодня повсеместно признана представляющей фундаментальный интерес и значимость.

Интерпретация радиоактивности, опубликованная в 1903 году сэром Эрнестом Резерфордом и мной [?] (см. §3.2), объясняла это явление спонтанным распадом атомов радиоактивного элемента, при котором часть исходного атома с силой выбрасывалась в виде лучистой частицы, а оставшаяся часть образовывала совершенно новый тип атома с отчетливыми химическими и физическими характеристиками.

Эти распады происходят последовательно большое количество раз, так что между исходным элементом и конечным неизвестным продуктом образуется ряд более или менее нестабильных новых элементов. Эта теория представляла собой достаточно сложную задачу для общепринятых доктрин химии.

Элементы, образующиеся в результате радиоактивных превращений, ввели идею, которая была еще более подрывной для фундаментальных доктрин химии. Эта идея заключалась в том, что химические элементы на самом деле не однородны, а лишь химически однородны. В некоторых случаях они представляют собой смеси различных составляющих, которые идентичны только по своему химическому характеру. *Говоря простым языком, их атомы имеют одинаковую внешнюю оболочку, но различное внутреннее строение.* Химический анализ классифицирует элементы по внешним системам электронов, окружающих небольшое массивное внутреннее ядро, тогда как радиоактивные превращения, которые носят характер подлинных трансмутаций, касаются внутреннего строения этого внутреннего ядра. Они показали, что одна и та же внешняя оболочка может скрывать совершенно разное внутреннее строение атомной структуры. Эти элементы, которые идентичны по своему химическому характеру и не могут быть разделены никаким методом химического анализа, теперь называются *изотопами.* »

5.5.2 Ранние исследования радиоактивности

«Начнём с краткого обзора более ранних исследований природы радиоактивности. Способность к спонтанному испусканию лучей нового типа была открыта в 1896 году Анри Беккерелем для соединений элемента урана [77] (см. §2.2). Физики разделили испускаемые лучи на три типа: α-, β- и γ-лучи, и их истинная природа была быстро выяснена. Было показано, что β-лучи обусловлены испусканием отрицательных электронов, движущихся со значительно большей скоростью, чем те, которые могут быть искусственно получены в вакуумной трубке в качестве катодных лучей. γ-лучи были правильно отнесены к рентгеновским лучам, но с большей проникающей способностью. Впоследствии было доказано, что рентгеновские лучи представляют собой световые волны с необычайно короткой длиной волны и высокой частотой, в то время как гамма-лучи также имеют природу света, но с еще меньшей длиной волны и более высокой частотой. Было впервые доказано, что α-лучи обусловлены излучающими атомами вещества, несущими положительный заряд, и после многих лет непрерывной работы сэра Эрнеста Резерфорда они были идентифицированы как атомы гелия, несущие два атомных заряда положительного электричества (см. §3.3.8). Сэр Уильям Рамзай и я показали в 1903 году [189], что гелий непрерывно генерируется из радия в спектроскопически обнаруживаемом количестве, а последующие работы показали, что гелий генерируется в виде альфа-частиц при всех радиоактивных превращениях, где испускаются альфа-лучи.

Природа ионизации, возникающей в газах под воздействием всех этих новых типов излучения, была быстро выяснена, и в результате были разработаны высокочувствительные и точные методы измерения, которые, в большей

степени, чем любой другой фактор, способствовали быстрому развитию этой области.

С химической точки зрения, работы М. и П. Кюри показали (см. §2.5), что радиоактивность является специфическим атомным свойством, определенно ограниченным двумя последними из известных на тот момент элементов, ураном и торием, хотя элементы полоний, калий и рубидий испускают бета-лучи, демонстрируя в этом отношении доказательства истинной радиоактивности. Используя это новое свойство так же, как пионеры, использовавшие спектроскопы при открытии новых элементов, они открыли новые, сильно радиоактивные элементы, полоний и радий, а Дьебьерн — актиний в урановых минералах.

Из множества подобных новых радиоэлементов, известных в настоящее время, радий до сих пор остается единственным, соединения которого были получены в чистом виде, и для которого были определены спектр и атомная масса. Что касается его химического состава в целом, радий абсолютно нормален, и его свойства можно было бы точно предсказать для элемента, занимающего его место в периодической таблице. Он является последним представителем семейства щелочноземельных металлов и находится в отношении к торию так же, как торий к урану в периодической системе. Но, наложенный на этот нормальный химический характер, он обладает поистине поразительным радиоактивным свойством. Энергия, выделяемая радием в виде новых излучений, измеренная в виде тепла, составляет 133 калории на грамм в час (см. §3.3.4). Однако теория атомного распада показывает, что уникальность радия обусловлена главным образом тем, что его средняя продолжительность жизни, 2440 лет, достаточно велика, чтобы позволить элементу накопиться в минералах, в которых он образуется, в значительном количестве, и в то же время достаточно мала, чтобы скорость высвобождения энергии распада была поистине удивительной. При изучении различных серий распада урана, тория и актиния встречаются все степени атомной нестабильности. Средняя продолжительность жизни варьируется от порядка 10^{10} лет для первичных радиоактивных элементов урана и тория до периодов порядка минуты, что является пределом, за которым химические свойства не могут быть исследованы. Однако с помощью физических методов были обнаружены фрагменты с периодом до 1/350 секунды, а два фрагмента, порядка 10^{-6} и 10^{-11} секунды, были косвенно установлены.

Но для всего этого теория указывает, как и в случае с радием, на совершенно нормальный и определенный химический характер, а также на наложенный радиоактивный характер. Нет никакого постепенного изменения в природе атомов. Такими, какими они были, когда образовались в результате взрыва атома, из которого они произошли, они остаются такими же, пока не взорвутся сами. В противном случае закон изменений, который, как было установлено, выполняется, не мог бы применяться. Химический и спектро-

скопический характер — это характер атома в течение его нормальной и ничем не примечательной жизни, в то время как его радиоактивный характер — это характер, возникающий в результате его внезапной смерти. Если бы не это очень определенное и точное следствие из теории атомного распада, можно было бы предположить, что химический характер таких необычных веществ также будет необычным.

Возможно, уместно еще одно вводное замечание относительно того, на каких доказательствах первоначально была основана теория атомного распада. При исследовании радиоактивности соединений тория мы обнаружили, что компонент, ответственный за большую часть его радиоактивности, может быть отделен с помощью специфических реагентов. Таким образом, когда торий осаждается аммиаком, торий X остается в растворе, хотя при использовании других осаждающих реагентов, таких как карбонат аммония, оксалат или фосфат, разделение не происходит. Но этот торий X так же быстро, как и был удален, восстанавливался с совершенно определенной скоростью. Теперь, если бы химик очистил, скажем, свинец от серебра и обнаружил, что серебро восстанавливается так же часто, как и при очистке, ему пришлось бы заключить, что свинец превращается в серебро. Тот факт, что этого не происходит, лежит в основе веры в неизменность элементов. Таким образом, вывод о том, что в радиоактивности элементы превращаются в другие, столь же очевиден. Не является обоснованной критикой то, что продукты обычно слишком малы для химического анализа. Если бы упомянутый химик обнаружил, что его свинец после очистки в надлежащее время снова показал все обычные аналитические реакции для серебра, он был бы совершенно удовлетворен, хотя любой другой мог бы разумно попросить показать ему шиллинг, полученный в результате этого процесса и подтвержденный Монетным двором. Радиоактивность обеспечивает столь же точный критерий для количественного и качественного анализа, как и любые химические и спектроскопические тесты, на которые полагается химик. Так же бессмысленно ожидать от радиохимика получения материалов в количестве, достаточном для химического анализа перед формулированием выводов, как и ожидать от аналитика в ходе его работы разделения и подготовки различных компонентов анализируемых материалов в форме и количестве, способных удовлетворить жюри без химической подготовки. »

5.5.3 Экспериментальный метод, впервые позволивший обнаружить изотопы.

« История изотопов символично начинается с открытия радиотория (Th-228), нового продукта в ряду распада тория, сэром Уильямом Рамзаем и Отто Ганном в 1905 году [379], который является промежуточным звеном между торием и торием X (радий-224) и образует последний в ходе α-излучения.

Значительное количество торианита, недавно открытого минерала, содержащего от 60 до 70% ThO_2 и от 10 до 20% U_3O_8, было переработано для извлечения радия известными методами. Новое вещество было обнаружено в ходе фракционной кристаллизации хлорида бария-радия и было отделено от радия вместе с неактивным барием в процессе фракционирования.

В 1905 году открытие Годлевским актиния X (Радий-223) [378], промежуточного продукта между актинием и его эманацией, во всех отношениях аналогичного торию X, также положило начало признанию общих аналогий, существовавших в трех сериях. Еще в 1905 году я сказал: «Общее сходство в характере и относительном периоде последующих членов различных серий распада, с одной стороны, и их отдельные индивидуальные особенности, с другой, весьма увлекательны и загадочны. Кажется, здесь мы имеем дело с расширением подобных соотношений, выраженных для элементарной материи в целом периодическим законом, и нет сомнения, что любое объяснение одного будет применимо и к другому». [380]

Возвращаясь теперь к радиоторию (Th-228), все попытки отделить его от соединений тория либо полностью провалились, либо оказались успешными лишь в незначительной степени. В 1906 году Элстер и Гейтель [212], а также Г. А. Блан [213], обнаружив радиоторий как компонент, ответственный за часть радиоактивности отложений некоторых горячих источников, использовали полученный опыт в его разделении для попыток отделить радиоторий от соединений тория и, по-видимому, добились очень незначительного успеха. Дадуриан [381], Болтвуд [237], Маккой и Росс [382] обнаружили, что коммерческие соли тория содержат лишь половину радиотория по сравнению с минералом, из которого они извлекали его, и с торием, который они сами отделяли от минералов в лаборатории. Это, по-видимому, указывало на то, что секретные операции по коммерческой добыче тория были гораздо эффективнее в отделении радиоактивного тория, чем известные лабораторные методы, однако поиск в побочных продуктах производства тория не позволил обнаружить недостающий радиоактивный торий.

В 1907 году Ганн открыл мезоторий [384], продукт, промежуточный между торием и радиоторием, и способный генерировать последний. В 1908 году он показал [385], что сам мезоторий состоит из двух последовательных продуктов. Первый, *мезоторий 1* (Радий-228), образуется непосредственно из тория и имеет среднюю продолжительность жизни 9,67 лет. Это один из двух радиоактивных элементов (другой — актиний), который распадается без выброса какого-либо обнаруживаемого излучения, хотя, по всей вероятности, выбрасывается β-частица, но её скорость слишком мала, чтобы её можно было обнаружить. Его продукт, *мезоторий 2* (Актиний-228), испускает мощные β- и γ-лучи и имеет среднюю продолжительность жизни 8,9 часов. (см. рис. 5.7)

$$^{232}\mathrm{Th} \rightarrow^{228} \mathrm{Ra(MsTh_1)} + \alpha \rightarrow^{228} \mathrm{Ac(MsTh_2)} + e^- \rightarrow^{228} \mathrm{Th(RdTh)} + e^- \quad (5.5)$$

Тем временем было обнаружено, что радиоактивность соединений тория, полученных в лаборатории из минерала, снижалась в течение двух лет с момента приготовления до половины и стала такой же, как у коммерческих препаратов, тогда как активность последних увеличивалась с возрастом, и чем старше они были, тем ближе их активность становилась к активности свежеприготовленных из минерала. В процессе отделения тория отделяется мезоторий, но не радиоторий. Последний, до регенерации первого, сначала распадается, а затем, по мере накопления своего родительского элемента, мезотория, регенерируется до тех пор, пока, наконец, не достигнет своего первоначального равновесного значения. Эффект, следовательно, не имел ничего общего со способом получения соли тория, а был исключительно вопросом возраста» [392].

Это был первый из многих подобных эффектов, которые были обнаружены впоследствии. Например, в 1911 году Антонов открыл *UY, уран Y* (торий-231) [394] и приписал свой успех в его разделении особым химическим процессам, которые он использовал, тогда как на самом деле это было связано с прошедшим подходящим периодом времени между последовательными разделениями. Болтвуд пришел к выводу из своих экспериментов, что мезоторий должен быть удален из тория вместе с торием X при осаждении тория аммиаком, первоначальным методом, с помощью которого был открыт торий X.

В 1907 году впервые был окончательно сформулирован тезис о полной химической неразделимости так называемых изотопов. Маккой и Росс [382], описав множество тщательных и продолжительных попыток, все из которых были совершенно безуспешны, отделить радиоторий от тория, заявили: «Наши эксперименты убедительно показывают, что радиоторий полностью неотделим от тория химическими процессами»; и из этого они сделали правильный вывод относительно радиотория, выделенного Рамсеем и Ганном и другими: «Выделение радиотория из торианита и из чистого нитрата тория... могло быть осуществлено путем отделения мезотория, который со временем спонтанно превратился в радиоторий».

Таким образом, уже в 1907 году экспериментальный метод, впервые выявивший существование изотопов среди последовательных продуктов радиоактивных превращений, был применен, и его последствия были хорошо поняты.

Разделение радиотория от тория легко осуществимо, однако не существует известного метода разделения химическими средствами ни радиотория от тория, ни тория от мезотория. Но, благодаря чередованию этих последних пар в ряду распада, каждую из них можно легко получить отдельно. Пре-

параты радиотория, полученные Ганном и другими, вероятно, не являются радиоторием, присутствующим в исходном минерале, а регенерированным радио-торием, впоследствии полученным после разделения из легко отделяемого мезотория."[392]. ...

$$\underset{2\cdot10^{10}\text{ years}}{\text{Thorium}} \xrightarrow{\alpha} \underset{9.67\text{ years}}{\text{Mesothorium 1}} \xrightarrow{\beta} \underset{9.67\text{ hours}}{\text{Mesothorium 2}} \xrightarrow{\beta} \tag{5.6}$$

$$\underset{2.91\text{ years}}{\text{Radiothorium}} \xrightarrow{\alpha} \underset{5.25\text{ days}}{\text{Thorium X}} \xrightarrow{\alpha} \underset{78\text{ seconds}}{\text{Emanation, etc.}} \tag{5.7}$$

Разделение тория и радиотория, а также мезотория I и тория X методом химического анализа, как тогда, так и сейчас, совершенно невозможно.

Изотопы урана

В 1908 году Болтвуд показал, что относительная активность α-излучения различных продуктов урана, испускающих α-лучи и находящихся в равновесии в природных минералах, соответствует испусканию одной α-частицы на каждый распадающийся атом, за исключением актинийного ряда (который, как было справедливо указано, является довольно незначительной ветвью основного уран-радиевого ряда), и самого урана, который дает две α-частицы на каждый распадающийся атом. Это удовлетворяет разнице атомных масс в 12 единиц между ураном и радием, что соответствует испусканию всех 3 α-частиц.

Ионий (торий-230), долгоживущий промежуточный продукт, испускающий α-лучи и генерирующий радий, составляет третью α-частицу. Таким образом, выяснилось, что 2 α-частицы от урана были результатом двух последовательных изменений α-излучения

$$\text{Uranium I} \xrightarrow{\alpha} \text{Uranium II} \xrightarrow{\alpha} \text{Uranium X} \xrightarrow{\beta} \text{Ionium} \xrightarrow{\beta} \text{Radium, etc,} \tag{5.8}$$

и что уран I и уран II являются последовательными продуктами, полностью сходными по химическому составу, аналогичными торию и радиоторию, за исключением того, что не было промежуточного продукта с иным химическим составом, который служил бы для их отдельного распознавания.

Результаты Болтвуда относительно иония были независимо получены Марквальдом и Кетманом было обнаружено [167], кроме того, Кетман в свое диссертации [239] высказал предположение, что ионий и торий следует поместить в одной клетке периодической таблицы, согласно [17].

Правильность вывода о том, что две α-частицы выбрасываются последовательно, а не одновременно, была установлена Марсденом и Барраттом в 1911 году [**?**], [397], [398] — см. §6.4.1. Они наблюдали сцинтилляции, создаваемые соединением урана на экране из сульфида цинка, и не обнаружили ни пар, ни преобладания коротких интервалов между сцинтилляциями, выходящих за рамки того, что требуется теорией вероятности чисто случайного

распределения интервалов. Хотя другое предположение, что два урана являются последовательными продуктами, было теоретически неверным, поскольку позже выяснилось, что необходимо поместить уран X между двумя ураном, практические последствия остаются неизменными. Из-за относительно короткого периода урана X по сравнению с его продуктом — ураном II, последний нельзя обнаружить, как это было сделано с радиоторием, отделив его родительский элемент и позволив ему измениться. Количество образовавшегося таким образом урана II (разделенное на его период) слишком мало, чтобы его можно было обнаружить, даже при исследовании урана X из 20 килограммов элемента урана.

Даже если бы удалось провести эксперименты с достаточным количеством урана, эксперимент все равно был бы затруднен, если не невозможен, из-за иония в серии, который имеет гораздо меньший срок жизни, чем уран II, и неотделим от урана X, так же как торий X от мезотория I. Таким образом, это случай, к которому экспериментальный метод разделения неприменим из-за безнадежно неблагоприятного соотношения между периодами последовательных продуктов.

5.5.4 Химическая идентичность различных радиоэлементов и ее значение

Примеры химически неразделимых пар или групп радиоэлементов начали очень быстро накапливаться. Ионий, открытый Болтвудом [164], а также Марквальдом и Кетманом [167] независимо друг от друга в 1908 году, который оказался непосредственным предшественником радия, оказался идентичным по своему химическому характеру с торием. Болтвуд отделил его от урановых минералов, добавив немного тория и отделив и очистив последний. Марквальд и Кетман получили его путем осаждения редкоземельных элементов в минерале плавиковой кислотой и обнаружили, что любой из обычных методов очистки тория от редкоземельных элементов позволяет отделить ионий от последнего и актиния, но не от тория. Кетман опробовал двенадцать хороших методов, все из которых хорошо известны своей эффективностью в очистке тория, но не добился ни малейшего отделения иония. Он обнаружил одновременно, что не может отделить и уран X от смеси иония и тория, хотя здесь, конечно, как и в случае с торием X и мезоторием, уран X, будучи недолговечным, быстро исчезает сам по себе.

Ауэр фон Вельсбах также в 1910 г. [168] осуществил мастерское техническое разделение иония и актиния «гидратной» фракции, полученной из 30 000 килограммов урановой руды Иоахимсталя при производстве радия, и приготовил очень концентрированный препарат иония, на спектре и атомном весе которого впоследствии работали другие исследователи. Ему полностью не удалось отделить ионий от тория, хотя было опробовано множество новых

методов.

Гершфинкель испробовал множество методов концентрирования радия D (радиосвинца) из свинца и потерпел полную неудачу [169]. Три года спустя Панет и фон Хевеши опробовали двадцать различных методов [275], также совершенно безрезультатно, и на основе этой неудачи они разработали свой ценный и элегантный метод использования радиоэлементов в качестве индикаторов. Например, в данном случае растворимость очень нерастворимых соединений свинца определяли путем добавления радия D к свинцу и определения практически неуловимых количеств свинца, растворенного радиоактивными методами. Это применение имеет широкое применение в химических задачах. В этом случае радий D можно получить, не содержащий свинца, если это необходимо, путем герметизации эманации радия в капиллярной трубке и предоставления ей возможности изменяться. Через месяц превращение эманации в практически чистый радий D завершается. Таким образом, в 1914 году они смогли распространить химическое сходство между радием D и свинцом на весь его электрохимический характер.

В отличие от вышеописанных случаев, можно упомянуть случаи полония (радий-F) и актиния. Хотя эти радиоэлементы еще никогда не были выделены в чистом виде и даже их спектры еще не определены, это, вероятно, объясняется исключительно их относительно коротким периодом и, следовательно, ничтожно малым количеством. Так, мадам Кюри показала, что полоний очень похож на висмут, а Марквальд — на теллур. Но его можно легко концентрировать химическими методами как из висмута, так и из теллура. Гизель показал, что актиний наиболее близок к лантану среди редкоземельных элементов, но ему удалось существить частичную концентрацию актиния из лантана.

В 1909 году Швеция внесла весьма существенный вклад в эту область благодаря работе Стрёмхольма и Сведберга [171], [172], которые использовали изоморфизм как средство определения химического характера радиоэлементов. Они кристаллизовали различные соли радиоэлементов в растворах и определили, кристаллизуется ли радиоэлемент вместе с солью. Таким образом, они обнаружили, что торий X кристаллизуется с солями свинца и бария, но не с другими. Они правильно охарактеризовали его как щелочноземельный элемент, вопреки более раннему и неверному выводу о его одновалентности, полученному на основе изучения его коэффициента диффузии и ионной подвижности. Актиний X также был охарактеризован как щелочноземельный элемент, и они не смогли обнаружить этими методами каких-либо различий в химическом поведении радия, тория X и актиния X, даже в их количественном аспекте.

Стрёмхольм и Сведберг, вероятно, первыми попытались вписать часть серии распада в периодическую таблицу. Они оказались правы в отношении тория X и актиния X, но были введены в заблуждение ошибочной характери-

стикой химии мезотория I. Вероятно, причиной этого была уже упомянутая причина, которая помешала открытию мезотория одновременно с открытием тория X, а именно, что он был непреднамеренно отделен при предварительной очистке материала. Тем не менее, в их заключении содержится первое опубликованное утверждение о том, что химическая неразделимость, обнаруженная для радиоактивных элементов, может также относиться к нерадиоактивным элементам в периодической таблице. Отмечая тот факт, что в области радиоэлементов, по-видимому, существуют три параллельных и независимых ряда, они затем говорят: «Можно предположить, что генетический ряд проходит вниз по периодической таблице, но что всегда три элемента из различных генетических рядов, которые таким образом вместе занимают одно место в периодической системе, настолько похожи, что они всегда встречаются вместе в природе и также не могли быть существенно разделены в лаборатории. Возможно, в качестве указания в этом направлении можно увидеть тот факт, что схема Менделеева является лишь приблизительным правилом в отношении атомного веса, но не обладает точностью закона природы; это не было бы удивительно, если бы элементы схемы представляли собой смеси нескольких однородных элементов с подобным, но не совсем идентичным атомным весом». Таким образом, Стрёмхольм и Сведберг первыми предположили общую сложность химических элементов, скрытую под их химической идентичностью. До того, как я перечитал их статью, в рамках подготовки к этой лекции, я не осознавал, насколько явно выражено это предвосхищение современных взглядов.

В 1910 году был обнаружен новый и, как оказалось, очень важный случай химической идентичности: мезотория I и радия. Это открытие было опубликовано независимо Марквальдом [173] и мной [174], хотя оно, должно быть, было известно ранее Ганну и тем, кто занимался технической добычей мезотория, которые, однако, держали его в секрете. Марквальд сделал то открытие, когда его попросили исследовать препарат радия, приготовленный из уранового минерала, содержащего торий, который в большей части своей активности обязан мезоторию. Я самостоятельно разработал этот метод для препаратов, полученных из торианита. Вопреки существовавшему тогда мнению о том, что сульфат бария, осаждающийся в растворе, захватывает или адсорбирует мезоторий, как и уран X, я обнаружил, что разделить его невозможно. Мезоторий из радия при фракционной кристаллизации хлоридов мезотория, радия и бария, которые я таким образом получил. Радиоактивные компоненты были сконцентрированы из неактивного бария в степени нескольких сотен раз, без малейшего изменения соотношения между ними, насколько это можно было установить с помощью самых тщательных радиоактивных измерений. Также было обнаружено, что торий X неотделим от мезотория и радия, что согласуется с выводом Стрёмхольма и Сведберга. При фракционной кристаллизации Рамсей и Ганн обнаружили, что радиоторий

отделяется от бария. Их открытие этого элемента полностью объясняется тем фактом, что между отделением радия от мезотория прошло определенное, вероятно, значительное, время.

С этого момента я убедился, что эта неразделимость радиоактивных элементов является совершенно новым явлением, совершенно отличным от явления, наблюдаемого до сих пор в химии в отношении наиболее тесно связанных пар или групп элементов, и что эта взаимосвязь не является, как обычно предполагается, тесной сходностью, а представляет собой полную химическую идентичность.

«Учитывая, насколько мощными средствами радиоактивные методы измерения являются для обнаружения малейшего изменения концентрации пары активных веществ, а также полноту и устойчивость некоторых из попыток разделения, которые были предприняты, трудно не прийти к выводу, что в этих примерах мы имеем дело не просто с химическими аналогами, а с *химической идентичностью*». [409]

Спектр иония

В 1912 году Экснер и Хашек [177], используя препарат иония-тория Ауэра фон Вельсбаха, о котором уже упоминалось, и Рассел и Росс [176], используя активный препарат иония-тория, приготовленный для Королевского общества, независимо друг от друга попытались определить спектр иония, но ни в одном из случаев не смогли обнаружить ни одной новой линии. Спектры были просто спектрами тория.

Интерпретация этого замечательного результата в то время зависела от неполностью известного периода иония. Эта константа определяет долю иония по весу в используемых материалах. Все данные свидетельствовали в пользу того, что ионий имеет очень длинный период, так что доляСодержание иония по весу в обоих препаратах было бы настолько высоким, что отсутствие спектра, обусловленного ионием, имело бы фундаментальное значение. Низкий диапазон альфа-лучей от иония указывал на период существования этого элемента порядка от 2 до 5×10^5 лет, но эти данные незначительны. С другой стороны, с 1905 года я непрерывно занимался экспериментальными попытками обнаружить рост радия в тщательно очищенном уране. Неспособность обнаружить это после многих лет привела к минимальной оценке среднего времени жизни иония в 10^5 лет. Это зависело от одного условия: ионий был единственным промежуточным элементом длительного периода между ураном и радием (уран I и II для этой цели рассматривались как один элемент). Теперь это установлено. Было установлено, что при достаточно длительных периодах роста радия из урана происходит пропорционально квадрату времени. Это доказывает, что ионий является единственным долгоживущим промежуточным продуктом. Также было установлено, чтофактический период существования иония с точностью до двух процентов

составляет 10^5 лет. Таким образом, значительная часть препаратов иониятория должна была состоять из чистого иония. Экснер и Хашек пришли к выводу, что период существования иония, должно быть, был значительно переоценен, и что, судя по их результатам, он оказался меньше, чем период существования радия. Но они осознавали невозможность согласовать это с другими данными. Рассел и Росси, после рассмотрения всех возможных объяснений, заметили: «Но возможность того, что они (торий и ионий) идентичны по всем физическим и химическим свойствам и различаются только атомным весом и радиоактивными свойствами, не следует упускать из виду».

Я поддержал эту точку зрения: «Самая простая, хотя и несколько неортодоксальная, точка зрения заключается в том, что ионий — это элемент с длительным периодом, и что его спектр, а также всё его химическое поведение идентичны спектру тория. Ясно, что представление о химических элементах как об обязательно однородных не определено, и что различные элементы с разными атомными массами химически идентичны не как исключение, а как следствие того, как, как было показано, протекают известные ряды диссоциации. В нерадиоактивном веществе эта неоднородность неразличима, но это не так в случае вещества, находящегося в процессе эволюции». [410]

5.5.5 Радиоэлементы и периодический закон

Теперь я перехожу ко второму этапу этой истории, а именно к включению радиоэлементов в периодическую классификацию. В 1911 году в первом издании моей книги «Химия радиоэлементов» (стр. 29 и 30) [49] я обсуждал влияние потери α-частицы, представляющей собой атом гелия, несущий два атомных заряда положительного электричества, на химический характер.

«Потеря атома гелия или α-частицы, по-видимому, приводит к превращению радиоэлемента не в следующее семейство, а в следующее за ним... Таким образом, мы в каждой серии имеем четко выраженную последовательность от четырехвалентного семейства (радиоторий, ионий) к двухвалентному семейству (радий и т. д.) и к невалентному семейству (эманации). Опять же, продуктом, полученным из полония, вероятно, является не висмут, а свинец, причем в каждом случае переход происходит из семейства четной валентности в следующее, семейство нечетной валентности пропускается. Но это еще не все. Прогресс, безусловно, не так прост. В нескольких случаях вещество, по-видимому, чередуется в своем прохождении, проходя через одно и то же семейство не один, а два раза. Продуктом из тория (группа IV) является мезоторий (группа II). Продуктом последнего является радиоторий (группа IV), который, в свою очередь, образует торий X (группа II). Опять же, радий D — химически неотделим от свинца (IV группы), его продуктом является полоний (VI группы), тогда как продуктом последнего почти наверняка яв-

ляется свинец (IV группы).

Это обобщение, основанное на альфа-излучении, позволило мне увидеть, что уран X должен быть промежуточным звеном между двумя ураном ([49], стр. 321), хотя его вывод был опубликован несколькими другими, а также мной до публикации отчета. Но я был неправ в одном пункте, поскольку считал, что продукты «активных месторождений», такие как радий A, B и C, являются нестабильными переходными звеньями между началом периода и концом последнего, аналогично VIII группе между золотом и вольфрамом, и не представлены в таблице.

В 1912 году химический характер продуктов постэманации, или активных отложений, начал привлекать больше внимания. Легкость, с которой эти продукты отделяются от всего неактивного вещества, от летучих выделений, и, после открытия методов отдачи, частично друг от друга, без химических методов, вероятно, объясняет тот факт, что ни один из них не был известен как похожий на известные элементы. Однако фон Лерх еще с 1905 года изучал их электрохимическое осаждение. Его правило о том, что последовательные продукты последовательно становятся более электрохимически «благородными», т.е. более легко осаждающимися на металлах и на катоде во время электролиза в кислом растворе, хотя и верно для радия A, а также для членов B и C, оказалось неверным для тория D, который осаждается менее легко, чем торий B.

Резерфорд в своем первоначальном открытии активного осадка тория показал, что он испаряется при ярко-красном нагреве. Маковер в 1909 году обнаружил для трех компонентов активного осадка радия следующие точки испарения: радий A 900°, радий B 600° и радий C 1200°C. В 1912 году Шрадер [214], а после него A. C. Рассел [215], заметили, что летучесть активного осадка сильно зависит от воздействия различных газообразных реагентов, таких как хлор, а также от испарения в различных атмосферах. Таким образом, в водороде радий C начинает испаряться при 360°, а для всех трех продуктов испарение завершается при 650°. Это ясно указывало на определенные химические и физико-химические свойства даже этих чрезвычайно эфемерных элементов, которые ранее считались существующими в слишком ничтожных количествах, чтобы демонстрировать такие определенные реакции. В этом году фон Хевеши изучил электрохимию этих продуктов [262] с точки зрения современной теории и показал, что их можно использовать для проверки следствий этой теории при степенях концентрации, намного меньших, чем те, которые можно попытаться достичь любым другим методом. Он также получил важный результат, что по своему электрохимическому поведению три B-члена идентичны между собой, а также три C-члена.

В 1912 году A. Флек начал публиковать результаты длительной серии систематических исследований химии тех радиоэлементов, которые оставались нехарактеризованными, с периодом более одной минуты, с определен-

ной целью определить, на какой из известных элементов каждый из них больше всего похож по химическому составу, и затем выяснить, можно ли его отделить от этого элемента при смешивании с ним [266]. Он подтвердил характеристику урана X как химически неотделимого от тория, показал, что радиоактиний, который, как обнаружили Стрёмхольм и Сведберг, изоморфен торию, на самом деле неотделим от него, и, что наиболее важно, доказал, что торий B неотделим от свинца. До настоящего времени, согласно электрохимическим исследованиям фон Лерха, предполагалось, что эти продукты химически связаны с благородными металлами. В своей следующей публикации Флек показал, что мезоторий 2 неотделим от актиния, что радий B и актиний B чрезвычайно похожи на свинец и, вероятно, неотделимы от него, что три C-члена тесно связаны и, вероятно, химически сходны с висмутом, в то время как радий E обладает свойствами во всех отношениях, идентичными свойствам висмута [268]. Эти результаты, касающиеся B- и C-членов и радия E, противоречили результатам, полученным одновременно фон Хевеси [275] на основе скорости диффузии — метода, который ранее дал поверхностный результат для тория X. Хевеси классифицировал B-члены как одновалентные, а C-члены и радий E как двухвалентные, но позже показал, что эти выводы были ошибочными.

Далее история этого развития чрезвычайно сложна, и краткое упоминание фактических дат различных публикаций необходимо прежде чем перейти к сути самого прогресса. Г. фон Хевеши и А. С. Рассел работали в лаборатории Резерфорда в Манчестере и в течение двух недель опубликовали статьи [275], [276], содержащие форму, лишь частично верную, великого обобщения, которое должно было прояснить, как в одно мгновение, всю тему. Через две недели после Рассела К. Фаянс, работавший в Карлсруэ, опубликовал это обобщение, полное и точное во всех деталях [251]. Через две недели после Фаянса, в статье, расширяющей и дополняющей схему Рассела, я опубликовал точно такую же схему [274], как у Фаянса, чья статья достигла Англии только после того, как была написана моя. Его обобщение было примечательно, поскольку на дату публикации его двух статей — 31 декабря 1912 года и 15 января 1913 года — был опубликован только один из важных результатов Флека, касающийся тория B. Но мне, полностью осведомленному обо всех экспериментальных результатах Флека, полное обобщение стало очевидным, как только статья Рассела обратила на него внимание. До этого я старательно избегал даже думать об этих результатах, пока они не были завершены, опасаясь неосознанно повлиять на работу, которая велась в лаборатории.

Хевеши [275], на основе общего анализа валентностей радиоэлементов, пришел к выводу, что эффект выброса β-частицы заключается в изменении валентности на единицу в направлении, противоположном эффекту выброса α-частицы, который вызывает изменение на две. Но для элементов до

эмаляции направление изменения валентности рассматривалось как ротивоположное направлению для элементов после эмаляции. Таким образом, он предположил, что валентность, уменьшенная до нуля при эмаляции в результат последовательных выбросов α-лучей, затем возрастает до двух, делая радий A двухвалентным. Это верно для четырехвалентных элементов, но другие (RaCa2 AcD и ThD) были неверны. Другие же могут быть неверны или верны в зависимости от того, принимается ли валентность за номер группы или за 8 минус номер группы.

Рассел [276] занимался положением элемента в периодической таблице, а не его валентностью, и опубликовал первую схему, прослеживающую весь ряд диссоциации по всей таблице. В части, посвященной предэманации, он предсказал существование урана X на вакантном месте между торием и ураном и в целом оказался прав, показав, что эффект испускания β-излучения вызывает сдвиг на одну позицию в направлении, противоположном двойному сдвигу, вызванному испусканием α-излучения. Но он не смог представить периодическую таблицу как непрерывную последовательность позиций и переходил от эманации или нулевого семейства к предшествующим членам таблицы в обратном порядке, помещая радий A вместе с ртутью. Хотя он правильно определил члены C, в соответствии с характеристикой Флека, это произошло за счет произвольного направления действия β-излучения в том же направлении, что и изменение α-излучения.

В правильном обобщении Фаянса [251] и меня [274] каждый испускаемый α-луч вызывает сдвиг на две позиции в направлении уменьшения массы и уменьшения валентности, как я указывал двумя годами ранее, а каждый испускаемый β-луч вызывает сдвиг на одну позицию в противоположном направлении, последовательно на протяжении всей серии, включая очень сложные разветвления, которые происходят в членах C (см. рис. 5.25). В разъяснении этих явлений Фаянс сам был пионером годом ранее.

Схема представлена на рис. 5.26 (Fig. I) (из отчетов Британской ассоциации, Бирмингемская встреча, 1913 г.) в той же форме, в которой я впервые ее опубликовал, за исключением того, что актинийовый ряд выделен отдельно для большей наглядности. В своем нынешнем виде (1922 г.) она показана на рис. 5.27 (из недавней статьи об изотопах, представленной на Брюссельской конференции Международного института химии Сольве, апрель 1922 г.), где актинийовый ряд связан с урановым рядом.
Приведенные атомные массы для ряда актиния являются чисто предварительными.

На первом рисунке (рис. I) места в периодической таблице представлены как отличающиеся на единицу по числу электронов в атоме, причем потеря одного электрона рассматривается, чисто условно, как эквивалентная приобретению одного атомного заряда положительного электричества.

Это было показано только на диаграмме в «Ежегоднике радиоактивно-

сти», а не в том журнале Chemical News, издававшемся одновременно, это было естественно в то время, в отсутствие какой-либо специальной теории атомной структуры или природы положительного электричества, но теперь, в соответствии с нашими теоретическими знаниями, более уместно представлять абсциссы в виде единиц положительного электричества (рис. 5.27). Любой из вариантов отражает фундаментальный факт, что при выбросе α-частицы атом теряет два положительных заряда, а при выбросе β-частицы — один отрицательный.

«Всякий раз, когда в результате испускания α- или β-лучей два или более элемента занимают одно и то же место в периодической таблице, тогда, независимо от всех других соображений, таких как атомный вес, ряд распада, к которому принадлежит элемент, его радиоактивный характер и природа радиоактивных превращений, в результате которых он образуется или трансформируется,эти элементы, занимающие одно и то же место, неотделимы друг от друга и, насколько известно, идентичны по химическому характеру» (1913, с. 263).

Что касается еще не охарактеризованных радиоэлементов, то обобщение показывает, что Члены A и C должны быть неотделимы от полония и радия C2, тория D и актиния D от таллия. Что касается радия A, тория D и актиния D, эти предсказания были сразу же подтверждены Флеком [269] и Метценером [271].

Правила требовали, чтобы уран X состоял из двух последовательных продуктов: урана X1 и урана X2, последний — новый элемент, занимающий вакантное место в периодической таблице между ураном и торием, и, следовательно, аналогичный танталу. Фаянс и Гёринг сразу же доказали это [255]. Уран X2 — очень короткоживущий продукт, ответственный за более проникающее из двух типов β-лучей, излучаемых «ураном». Поскольку актиний находится в III семействе, его родительский элемент должен быть химически идентичен радию во II семействе, если он образуется при β-излучении, и в V семействе, на месте, занимаемом ураном X2, если он образуется при α-излучении.

Наконец, и что наиболее важно, обобщение показало, что конечные продукты всех трех серий во всех ветвях должны находиться на месте, занимаемом элементом свинцом. Атомная масса свинца из обеих ветвейториевого ряда составляет 208, а атомная масса свинца из урана в основной ветви — 206. Обычный свинец с атомной массой 207,2 вполне может представлять собой смесь обоих элементов.

В том же 1913 году сэр Джозеф Томсон и Ф. У. Астон объявили об открытии методом положительных лучей компонента атмосферного неона с атомной массой 22 в дополнение к основному компоненту с атомной массой 20 [411], [412]. «Это открытие является самым впечатляющим расширением того, что было обнаружено для элементов на одном конце периодической

таблицы, на случай элемента на другом конце, и укрепляет мнение о том, что сложность материи в целом больше, чем показывает один лишь периодический закон» (1913, с. 266).

5.5.6 Теоретическая интерпретация изотопов

В 1911 году Резерфорд в несколько предварительной форме выдвинул свою ныне хорошо известную «ядерную теорию» атомной структуры [324], чтобы объяснить рассеяние α- и β-частиц при их прохождении через вещество. Чтобы объяснить, в частности, большие углы, на которые отклоняются отдельные α-частицы, было необходимо предположить, что они являются результатом одиночных столкновений между α-частицей и атомом, подвергшимся удару. Для этого необходимо было внутри атома должно существовать гораздо более мощное электрическое поле, чем, например, в атоме Томсона [293].

Резерфорд предполагал, что в центре атома находится ядро очень малых размеров относительно объема атома, на котором сосредоточен большой заряд одного знака, а остальная часть атома занята множеством одиночных зарядов противоположного знака, которые нейтрализуют центральный или ядерный заряд. Первоначально в теории ничего не постулировалось относительно знака этого центрального заряда, положительного или отрицательного, или относительно состава ядра. Но было естественно считать центральный заряд положительным, а остальную часть атома — системой отрицательных электронов. В течение следующих двух лет накопилось много дополнительных экспериментальных данных о рассеянии, и теория начала приобретать более определенную форму. Согласно этой теории, «однократное рассеяние» должно быть пропорционально квадрату ядерного заряда. Экспериментальные результаты показали, что оно приблизительно пропорционально квадрату атомной массы рассеивающего атома и что на две единицы атомной массы приходится приблизительно одна единица ядерного заряда. В 1911 году Баркла [273] пришел к тому же выводу относительно числа электронов в атоме, образовавшихся в результате рассеяния рентгеновских лучей.

В 1911 году Ван ден Брук выдвинул идею, что «каждому возможному внутриатомному заряду соответствует возможный элемент» [341]. Это подразумевает, что последовательные элементы в периодической таблице должны отличаться на одну единицу ядерного заряда и на один электрон во внешней оболочке, что впоследствии было практически непосредственно установлено уже рассмотренным обобщением периодического закона.

Чтобы объяснить предполагаемый экспериментальный результат, согласно которому на две единицы атомного веса приходится одна единица заряда, Ван ден Брук сначала попытался возродить старую и отброшенную «куби-

ческую» периодическую систему Менделеева, поскольку она включала 120 элементов [343]. Поскольку последний элемент, уран, имеет атомный вес 240, он удовлетворяет этому требованию, давая в среднем две единицы массы на «место», т.е. на единицу заряда. Его попытки вписать радиоактивные элементы в эту схему казались чисто фантастическими. Но затем он обнаружил, что фактические экспериментальные результаты рассеяния полностью соответствуют его собственной идее, основанной на принятой периодической таблице, которая включает около 90 элементов. Таким образом, уран, занимающий последнее место с внутриатомным зарядом около 90, должен иметь от 2 до 3 единиц массы на единицу заряда. Таким образом, если представить, что его ядро состоит из 60 α-частиц с зарядом 120, то должно присутствовать также 30 электронов, придающих ядру заряд 90.

Это предположение Ван ден Брука было принято Бором [43] в его теоретических исследованиях структуры атома. Взгляды Бора требовали, чтобы электронная система была стабильной, так что удаление электрона влечет за собой затрату энергии. Следовательно, следовало, что β-частицы, выбрасываемые при радиоактивном превращении, должны исходить из ядра, а не из внешней электронной системы.

Я пришел к тому же выводу на основе совершенно других данных [365]. Если, например, два электрона, которые выбрасываются в виде β-лучей, когда уран X превращается в уран II, происходят из той же области атома, что и два электрона, которые теряются при окислении UIV в солях урана до UVI в солях урановых кислот, то последний должен быть химически неотделим от тория, так же как и уран X1. Флек [270], попытавшись это сделать, обнаружил, что, несмотря на очень большое сходство между ураном в урановых солях и торием, эти два вещества могут быть без труда разделены химическим путем.

Выброс двух положительных зарядов в виде α-частиц и двух электронов в виде β-частиц из ядра приводит к возвращению элемента на исходное место в периодической таблице. Следовательно, место в периодической таблице является выражением суммарного ядерного заряда, т.е. разницы между числом положительных и отрицательных зарядов в ядре. Таким образом, химически идентичные элементы — или *изотопы*, как я назвал их впервые в этом письме в Nature [365], поскольку они занимают *одно и то же место в периодической таблице*, — это элементы с одинаковым алгебраическим или суммарным ядерным зарядом, но с разным числом положительных и отрицательных зарядов в ядре. Исходя из того, что концентрированный положительный заряд является массивной частицей в атомной структуре, поскольку положительное электричество никогда не наблюдалось свободным, обладающим массой меньше массы атома, атомный вес изотопа является функцией общего числа положительных зарядов в ядре и химический характер является функцией чистого числа.

Хотя ядро обладает электронами, между ядром и внешней электронной системой не может быть ни притока, ни оттока электронов. Таким образом, атом Резерфорда впервые дает четкое представление о различии между трансмутационным (радиоактивным) изменением и химическим. Изменения числа электронов во внешней системе носят химический характер и приводят к изменениям валентности элемента. Эти изменения обратимы и не оказывают никакого влияния на центральное ядро. В то время как изменения ядра являются трансмутационными и необратимыми, и они мгновенно вызывают изменения во внешней электронной системе, чтобы она соответствовала новому ядру. Что касается меня, то эта интерпретация изотопов в свете концепции Ван ден Брока и ядерного атома Резерфорда привела к значительному прояснению моих собственных идей. Это исследование было совершенно независимым от исследований Мозли, посвященных спектрам рентгеновских лучей, которые на тот момент еще не были опубликованы.

Мозли [426], [427] определил методом кристаллического отражения длины волн однородных вторичных рентгеновских лучей, характерных для химических элементов, открытых Барклой. Он обнаружил, что квадраты этих длин волн являются функцией числа, теперь называемого *атомным номером*, которое изменяется на одну единицу при переходе от рентгеновского спектра любого элемента к спектру следующего за ним в периодической таблице. Таким образом, он смог распространить точное определение количества мест в периодической таблице, которое было достигнуто для элементов от урана до таллия путем радиоактивного превращения, на остальную часть периодической таблицы вплоть до алюминия. *Атомный номер Мозли* совпадает с *внутриатомным зарядом Ван ден Брука* и представляет собой
(1) суммарный положительный заряд ядра,
(2) число электронов во внешней электронной системе атома,
(3) номер позиции в периодической таблице, занимаемой элементом, считая от водорода как единицу до урана как 92, что было впервые точно определено позже его методом.

5.5.7 Происхождение актиния

В заключение я могу очень кратко рассмотреть проверку двух главных предсказаний, основанных на обобщении α- и β-изменений. Возможность того, что актиний вызвал β-излучение, предполагает, что его родительским изотопом должен быть радий. Это я непосредственно опроверг, изучив образец бромида радия Гизеля, который хранился десять лет без какой-либо химической обработки [366]. После этого времени в препарате полностью отсутствовал радиоактивный актиний. Оставшаяся альтернативная гипотеза о том, что актиний образовался в результате α-излучения из «эка-тантала», недостающего элемента, занимающего место между ураном и торием и изо-

топного следовательно, с ураном X2, была окончательно подтверждена независимой работой Ганна и Мейтнер [389], [390], [391], а также Дж. А. Крэнстона и меня [367] в 1918 году. Что касается нашей работы, мы обнаружили, что уран X2 легко улетучивается из урана X1 в потоке тетрахлорида углерода и воздуха при начальном красном нагреве. Таким образом, мы использовали уран X2 в качестве радиоактивного индикатора химических свойств неизвестного вещества, примерно так же, как это впервые было сделано Панетом и фон Хевеши. Когда урановая руда была обработана таким же образом, был получен сублимат, изначально свободный от всех известных членов семейства, излучающие актиний посредством эмаранжировки, но непрерывно генерирующие актиний, что подтверждается его характерной эмаранжировкой с течением времени

Ганн и Мейтнер обнаружили недостающий элемент в нерастворимых остатках, полученных в результате обработки урановых минералов радием, и выделили его с помощью методов, предназначенных для удаления тантала, который добавлялся в минимальном количестве, по мере необходимости для облегчения разделения. Их работа показала, что новый элемент, протоактиний, как они его называют, представляет собой более чем обычный интерес. Им не удалось отделить его от присутствующего или добавленного тантала, полученного в ходе операций. Он испускает α-излучение с малым радиусом действия, генерирует актиний со скоростью, которая позволила установить среднюю продолжительность жизни последнего вещества, равную 28,8 годам. Образование протоактиния из урана было продемонстрировано путем исследования старых солей урана. Исходя из имеющегося количества, его средняя продолжительность жизни составляет 17 000 лет. (Г-н Менни, работавший в моей лаборатории с большим количеством урана, который я очень тщательно очистил в 1909 году, подтвердил это.) Этот период соответствует количеству 72 мг протоактиния на 1000 килограммов урана, или 333 мг радия, в минералах. Таким образом, представляется вероятным, что это будет второй новый радиоактивный элемент, для которого будут определены атомный вес, спектр и химическая природа, аналогично тому, как это сделала г-жа Кюри для радия. Протоактиний, по-видимому, образуется как побочный продукт, составляющий 3% от общего числа распадающихся атомов, либо из урана UI, либо из урана UII через уран UY Антонова, который является его непосредственным родителем. Но Пиккар [277] также предположил, что он может быть получен из совершенно независимого изотопа урана (актиноурана). Серия выглядит следующим образом:

Таким образом, атомная масса актиния до сих пор не определена.

5.6 Атомная масса и спектр свинца и иония

Конечный продукт: Сразу после предсказания, что основными конечными продуктами урана и тория должны быть различные изотопы свинца с атомными массами 206 и 208, были проведены определения атомной массы свинца, выделенного из ториевых минералов, максимально свободных от урана, и из урановых минералов, максимально свободных от тория. Это привело к полной проверке предсказания. Наибольшее значение, когда-либо найденное для «тория-свинца», составляет 207,9 (Фаянс и Хёнигшмид), а наименьшее значение для «урана-свинца» — 206,05, при этом принятое значение для обычного свинца составляет 207,20.

В моей работе вручную было отсортировано 30 килограммов цейлонского торита, содержащего 55% тория, около 1% урана и 0,4% свинца, и из 20 килограммов отобранных образцов было отделено 80 граммов металлического свинца. Представление о том, что изотопы имеют идентичные внешние электронные системы, естественным образом приводит к выводу, что их атомные объемы должны быть одинаковыми, и, следовательно, атомные массы должны быть пропорциональны их плотности. Свинец торит был отлит в вакууме, и его плотность сравнивали с плотностью аналогично очищенного и обработанного образца обычного свинца. Было обнаружено, что его плотность на 0,246% больше, что привело к расчетному значению атомной массы 207,7. Путем фракционной дистилляции в вакууме были получены три фракции, и атомная масса средней из соотношения Pb : PbCl 2 составила 207,69 по сравнению с 207,20, полученными при параллельной оценке обычного свинца [368]. Война прервала эти исследования, но интересно отметить, что для другого образца моего торитового свинца Хёнигшмид обнаружил методом титрования серебром $207,77 \pm 0,014$ [369].

Одновременно с этим, исследования свинца из урановых минералов, проведенные Т. В. Ричардсом и его студентами в Гарварде [370], а также Хёнигшмидом и мадам Горовиц [371], дали значения, все ниже международного стандарта. В случае двух наиболее тщательно отобранных минералов, морогорского уранинита и норвежского брёггерита, были получены значения 206,46 и 206,063 [372], [373]. Для них также было установлено, что атомный объем равен объему обычного свинца, а плотность настолько меньше, насколько меньше атомная масса обычного свинца. По аналогичной причине, поскольку молярная растворимость изотопов должна быть одинаковой, фактическая растворимость солей различных изотопов должна быть пропорциональна их молекулярной массе. Два независимых определения температуры плавления свинца радиоактивного происхождения не выявили каких-либо отличий от температуры плавления обычного свинца. При использовании обычных методов спектр свинца, полученного из радиоактивных минералов, идентичен спектру обычного свинца.

Хёнигшмид и Горовиц определили атомную массу тория и сравнили её с массой, полученной теми же методами для препарата иония-тория, приготовленного Ауэром фон Вельсбахом. Для первого они получили значение 232,12, а для второго — 231,51, разница в атомной массе составила 0,61, что соответствует примерно 30% иония, если бы значение для последнего было 230. Это соответствует периоду иония и α-излучению препарата.

Но спектр препарата иония-тория во всех отношениях был идентичен спектру тория. Хотя обычными методами разница в спектре не наблюдается, Харкинс и Аронберг [374], [375] фотографируя самую сильную линию спектра свинца, 4058, в шестом порядке 25-сантиметровой решетки Роуленда, обнаружили ничтожную разницу. Длина волны линии для свинца-урана с атомной массой 206,34 на 0,0043 Å больше, чем для обычного свинца. Эта бесконечно малая разница была подтверждена Мертоном [376], который также обнаружил для моего торитового свинца длину волны на 0,0022 Å меньше, чем у обычного свинца.

5.6.1 Резюме

Теперь мы можем подвести итог различным отдельным этапам этой долгой и запутанной истории происхождения концепции и открытия изотопов.

1. Существуют экспериментальные методы, уникальные для радиоэлементов, которые позволяют идентифицировать изотопы по отдельности с помощью подходящей комбинации химических анализов через соответствующие интервалы времени, благодаря которым, в силу последовательных изменений составляющих, их можно разделить, хотя один только химический анализ совершенно не способен осуществить это разделение. Это относится к 1905 году.

2. Полная химическая идентичность изотопов, в отличие от тесного химического сходства, постепенно стала признаваться. Маккой и Росс были первыми, кто высказал определенное мнение в этом смысле (1907).

3. Существование химической идентичности среди радиоэлементов привело к выводу о том, что она может существовать среди обычных элементов и быть ответственной за исключения в периодической классификации, а также за тот факт, что атомные массы в некоторых случаях сильно отклоняются от целых значений. Стрёмхольм и Сведберг впервые сделали этот вывод (1909).

4. Осознание эффекта выброса сначала α-, а затем β-частицы (1911 и 1913 гг.) привело к правильному размещению всех трех рядов дезинтеграции от начала до конца в периодической таблице. С экспериментальной стороны с этим достижением связаны имена А. Флека, а с теоретической — Г. фон Хевеши и А. С. Рассела, но прежде всего — Казимира Файанса.

5. Идентичность изотопов была расширена, чтобы включить их электрохимию (Панет и Хевеши) и их спектры (Рассел и Росс), хотя здесь были

обнаружены конечно малые различия (Харкинс и Аронберг, Мертон).

6. Изотопы, согласно теории атомной структуры Резерфорда, — это элементы с идентичными внешними электронными системами, с идентичным суммарным положительным зарядом на ядре, но с ядрами, в которых общее число положительных и отрицательных зарядов и, следовательно, масса различны. Автором точки зрения, что места в периодической таблице соответствуют единичной разности внутриатомного заряда, является Ван ден Брук.

7. Мозли распространил эту точку зрения на нерадиоактивные элементы и, в конечном итоге, на всю периодическую таблицу, и стало возможным точное определение числа и последовательности мест в ней.

8. Химия радиоактивных элементов и ранее существовавшие пробелы в радиоактивном ряду, особенно в связи с происхождением актиния, были прояснены, и это привело к открытию нового элемента, протоактиния (экатантала) в урановых минералах, занимающего место между ураном и торием и существующего в достаточном количестве для получения соединений этого элемента в чистом виде, определения его спектра и атомной массы, как это сделала мадам Кюри для радия. Крэнстон и я разделяем с Ганном и Мейтнер первоначальное открытие, но последующие разработки обусловлены последними.

9. Получение из радиоактивных минералов различных изотопов свинца и определение их атомной массы, спектра, плотности и других свойств установило, что одинаковые химические характеристики и атомный объем могут сосуществовать с различиями в атомной массе. Работа над ионий-ториевой смесью из урановой руды является вторым примером.

10. Последний результат, и, возможно, самый важный из всех, стал предметом присуждения Нобелевской премии по химии за 1922 год.»

5.6.2 Заключение

Нобелевская лекция Содди [377] 1922 г. в весьма развёрнутоё форме и с большим количеством ссылок даёт историю оформления концепции изотопов.

Среди прочего, в ней упоминаются первые спектральные исследования изотопов, позволяющих проводить идентификацию различных изотопов одного и того же элемента. Впоследствии спектральная методика стала одним из методов идентификации изотопов.

Также упоминаются различия в распределении изотопов в различных геологических формациях. В настоящее время этот факт является хорошо исследованным — см. книгу «Стабильные изотопы в природе» [3].

Содди внёс важный методический вклад в представление изотопов и реакций трансмутации. Рисунки 5.26 и 5.27 предвосхищают N-A диаграммы

(Сегре), ставшие во второй половине XX в. общепринятыми в ядерной физике [3].

5.7 Периодическая система химических элементов 1913-1922 г.

Книга Рассела «An Introduction to the Chemistry of Radio-Active Substances» 1922 г. [51] была написана вскоре после создания изотопии. Как можно заключить из §5.5, до полного понимания внутреннего устройства атомов и их систематического расположения было еще далеко.

И. Ридберг в течение нескольких десятилетий пытался найти закономерности в ансамбле химичесих элементов. Его ранние работы упомянуты в §5.1.3.

«Изучение Ридбергом периодических свойств элементов привело его в 1897 году к предположению, что некоторые характеристики элементов можно упростить, используя атомный номер вместо атомных весов [356]. Этот атомный номер следовало отождествить с порядковым индексом элемента в периодической таблице. В 1906 году Ридберг впервые заявил (в статье), что 2, 8 и 18 (то есть $2n^2$, где $n = 1, 2, 3$) представляют собой число элементов в ранних периодах системы [357]. В 1913 году он пошел дальше [260], исправив более раннюю ошибку относительно числа редкоземельных элементов с 36 до 32, что позволило включить группу $n = 4$ в эту структуру ...

Поскольку каждый элемент имеет только один атомный номер, а наивысший известный атомный номер равен 92, то между водородом и ураном включительно не может быть больше элементов, чем 92. Как показано на диаграмме, 87 из них уже обнаружены, а положения пяти еще не обнаруженных элементов, номера 43, 61, 75, 85 и 87, точно известны. » [51]

5.7.1 Формула Ридберга

В статье «Untersuchungen uber das System der Grundstoffe» (Исследования системы основных веществ) [260] 1913 г. Ридбергом была предложена оригинальная формула для расчета атомных номеров элементов нулевой группы. Она выглядит следующим образом:

$$N_{\text{Group 0}} = 2\sum_{p=0}(1 + 2^2 + 2^2 + 3^2 + 3^2 + 3^2 + 4^2 + \ldots), \qquad (5.9)$$

где $N_{\text{Группа 0}}$ обозначает атомный номер инертного элемента для конкретного ряда таблицы Менделеева.

Из формулы (5.9) следуют порядковые номера благородных газов от ге-

лия до ксенона, а также эманации радия (радона):

$$N_{\mathrm{He}} = 2 \times 1 = 2 \tag{5.10}$$

$$N_{\mathrm{Ne}} = 2(1 + 2^2) = 10 \tag{5.11}$$

$$N_{\mathrm{Ar}} = 2(1 + 2^2 + 2^2) = 18 \tag{5.12}$$

$$N_{\mathrm{Kr}} = 2(1 + 2^2 + 2^2 + 3^2) = 36 \tag{5.13}$$

$$N_{\mathrm{Xe}} = 2(1 + 2^2 + 2^2 + 3^2 + 3^2) = 54 \tag{5.14}$$

$$N_{\mathrm{Em}} = 2(1 + 2^2 + 2^2 + 3^2 + 3^2 + 3^2 + 4^2) = 86 \tag{5.15}$$

Если известны положения и названия элементов в окрестности инертного элемента, то их атомные номера легко вычислить с помощью приведенной выше формулы. Чтобы вычислить атомный номер бария, вспомним, что он находится во II группе и близок к ксенону. Атомный номер ксенона равен $2(1 + 2^2 + 2^2 + 3^2 + 3^2)$, т.е. 54; а поскольку ксенон находится в нулевой группе, а барий — во второй, то атомный номер последнего равен 56.

5.7.2 Порядковые числа элементов и высокочастотные спектры

В статье [261] Ридберг комментирует и развивает эпохальные открытия Генри Мозли (Закон Мозли, 1913–1914 гг.) [426], [427].

«После того, как я уже в 1885 году использовал целые числа подобного рода, пытаясь выяснить законы атомных весов, в 1896 году я особо подчеркнул огромное значение, или, скорее, необходимость, введения для свойств элементов истинной независимой переменной вместо атомного веса, который, несомненно, является не простым свойством, а имеет чрезвычайно сложную природу. В качестве такой независимой переменной я предложил *порядковые номера элементов*, предполагая, согласно простому правилу для атомных весов первых элементов от He до Cl, что He имеет номер 2, а Cl — номер 17. Наконец, обнаружив в 1913 году, что система элементов состоит не из периодов в обычном смысле, а из квадратичных групп по 4n элементов (n — номер группы), я не сомневался, что новые номера (которые в начале ряда, начиная с He, были на 2 единицы больше старых) должны быть истинными *порядковыми номерами элементов*, и поэтому осмелился предложить использовать их в качестве рациональных обозначений помимо обычных, например, Al (15), Co (29), Ni (30), Ag (49), La (59), Ta (75), Au (81), U (94).»

Мозли экспериментально доказал, что частота характеристического рентгеновского излучения элементов напрямую связана с их атомным номером. Ридберг в своей работе одним из первых использует термин «порядковое число» (ordinal number) вместо «атомного веса» для фундаментальной классификации элементов.

Работа Ридберга утвердила концепцию, выдвинутую им в конце XIX в. [356], согласно которой элементы в таблице Менделеева должны располагаться строго по возрастанию заряда ядра (порядкового номера), а не по атомной массе. Это позволило точно определить места для еще не открытых элементов и устранить аномалии (например, позиции аргона и калия).

Также Ридберг связывает свою константу Ry (известная как постоянная Ридберга), которая была выведена им ранее (в 1888–1890 гг. для оптических спектров водорода), с рентгеновской спектроскопией. Он обобщает формулы Мозли для частоты характерического излучения до

$$\nu = Ry \cdot a^2(N - C)^2. \tag{5.16}$$

Здесь a, C — константы, N — порядковый номер элемента.

Далее Ридберг строит таблицы [261] для групп линий $K_\alpha, K_\beta, L_\alpha, L_\beta$, для Al до Au, добиваясь целочисленности значений N.

5.7.3 Открытие изотопов неона

В том же 1913 году Дж.Дж. Томсон [412] и Ф.У. Астон объявили об открытии методом положительных лучей компонента атмосферного неона с атомной массой 22 в дополнение к основному компоненту с атомной массой 20.

Томсон писал в своей статье [412]

«... В 1886 году Гольдштейн заметил, что когда катод в вакуумной трубке был пробит отверстиями, электрический разряд не останавливался на катоде; за катодом можно было наблюдать лучи света, проходящие через отверстия, как показано на рисунке 1. Он объяснил эти пучки света лучами, проходящими через отверстия в газ за катодом; и, исходя из их связи с каналами через катод, он назвал эти лучи «канальными лучами». Цвет света за катодом зависит от газа в трубке: в воздухе свет желтоватый, в водороде – розовый, в неоне – неоново-красный, причем эффекты с этим газом были чрезвычайно впечатляющими. Лучи вызывают фосфоресценцию при ударе о стенки трубки; они также воздействуют на фотопластинку. Гольдштейн не смог обнаружить никакого отклонения, когда постоянный магнит подносили к лучам.

Однако в 1898 году В. Вин, используя очень мощные магнитные поля, отклонил эти лучи и показал, что некоторые из них имеют положительный заряд; Измеряя электрические и магнитные отклонения, он доказал, что массы частиц в этих лучах сопоставимы с массами атомов водорода и, следовательно, более чем в тысячу раз превышают массу частицы в катодном луче. Состав этих положительных лучей гораздо сложнее, чем состав катодных лучей, поскольку, если частицы в катодных лучах все одного вида, то в положительных лучах присутствует множество различных типов частиц. Однако мы можем с помощью следующего метода отсортировать эти частицы,

определить, какие частицы присутствуют и с какой скоростью они движутся ...» [412]

Таким образом, были заложены основы *спектроскопии ионов*, которая легла в основу масс-спектрографов, что в будущем позволило определить изотопный состав всех химических элементов.

5.8 Заключение

Открытие изотопов неона принципиально усилило влияние концепции изотопов. До этого изотопы были обнаружены только у тяжёлых элементов, что могло создавать впечатление, что изотопный характер атомных весов имеется только у радиоактивных элементов.

Коль скоро атомы *всех* элементов могут иметь стабильные изотопы, то и атомный вес их может быть средним от весов стабильных изотопов. Эту возможность рассматривали в общем плане ещё в XIX в. §5.1 Бутлеров и Крукс, а также Фаянс [251] §5.4.1 стр. 314 для случая радиоактивных элементов.

Полную картину изменчивости атомных весов на Земле и во Вселенной — см. книгу «Стабильные изотопы в природе» [3].

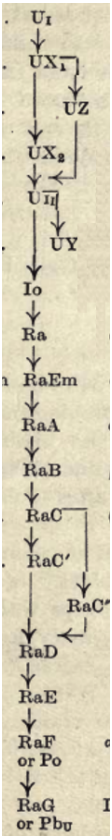


TABLE 6.—THE URANIUM SERIES.

Element.	Symbol.	Radiation.	At. Wt.	Half-value Period.	Element chemically Similar.
Uranium I	U_I	α	238·2	$4{\cdot}7 \times 10^9$ Y	U
Uranium X_1	UX_1	β,γ	234	24·6 D	Th
Uranium Z	UZ	β,γ	(234)	6·8 H	Pa
Uranium X_2	UX_2	β,γ	234	1·15 M	Pa
Uranium II	U_{II}	α	234	About 2×10^6 Y	U
Uranium Y	UY	β,γ	(230)	25 H	Th
Ionium	Io	α	230	About 10^5 Y	Th
Radium	Ra	α,β	226	1,600 Y	Ra
Radium-emanation	RaEm	α	222	3·85 D	Em
Radium A	RaA	α	218	3·0 M	Po
Radium B	RaB	β,γ	214	26·8 M	Pb
Radium C	RaC	$(\alpha), \beta,\gamma$	214	19·5 M	Bi
Radium C′	RaC′	α	214	About 10^{-6} S	Po
Radium C″	RaC″	β	210	1·4 M	Tl
Radium D	RaD	β,γ	210	16 Y	Pb
Radium E	RaE	β,γ	210	5·0 D	Bi
Radium F (Polonium)	RaF or Po	α	210	136 D	Po
Radium G (Uranium Lead)	RaG or Pb_U	Inactive	206	—	Pb

(Y = years, D = days, M = minutes, S = seconds)

Рис. 5.9: Радиоактивный ряд урана-радия. Рассел 1922 г.[51]

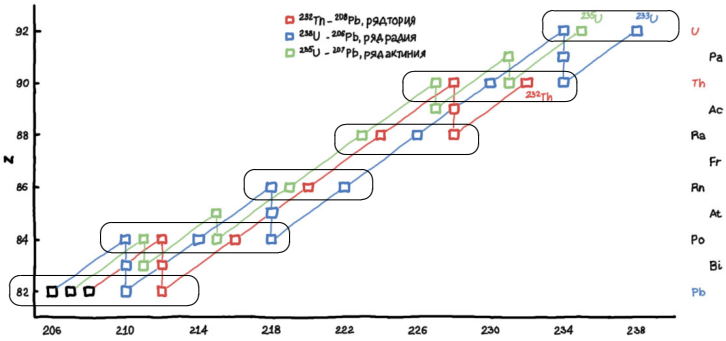


Рис. 5.10: Ряды распада тория, радия и актиния (основные ветви) в представлении на плоскости (Z, A)

Table V.

Mobility of the cations.

Lithium	33·44	Silver.....	54·02
Sodium	43·55	Radium B ...	55·4
Potassium.....	64·67	Thorium B ...	
Rubidium.....	67·60	Actinium B ...	
Cæsium	68·20		
Magnesium ...	49·0		
Calcium.....	53·0		
Strontium.....	54·0		
Barium	57·3	Zinc	47·5
Radium.....	57·6	Copper	49·0
Thorium X ...	58·0		
Actinium X ...	56·1		

Рис. 5.11: Мобильность катионов Хевеши [275]

Radioelement.	Period.	Valency.	Ratio of the difference in valency between parent and resultant product, and the number of positive charges emitted by the parent atom.
Uranium 1	5×10^9 years	6	$\frac{2}{2}=1$
Uranium X	24·5 days	4	
Uranium 2	2×10^6 years	6	β
Ionium	10^4 years(?)	4	$\frac{2}{2}=1$
Radium	1760 years	2	$\frac{2}{2}=1$
Radium emanation	3·85 days	0	$\frac{2}{2}=1$
Radium A	3·15 mins.	probably 2	?
Radium B	26·7 mins.	1	?
Radium C	19·5 mins.	2	β
Radium C_1	?	?	β
Radium D	16·5 years	2	?
Radium E	5 days	2	β
Radium F	136 days	2	β
Thorium	$3\times10_{10}$ years	4	$\frac{2}{2}=1$
Mesothorium 1	5·5 years	2	
Mesothorium 2	6·2 hours	?	?
Radiothorium	737 days	4	β
Thorium X	3·67 days	2	$\frac{2}{2}=1$
Thorium emanation	54 seconds	0	$\frac{2}{2}=1$
Thorium A	1/7 second	probably 2	?
Thorium B	10·6 hours	1	?
Thorium C	1 hour	2	β
Radioactinium	19·6 days	4	$\frac{2}{2}=1$
Actinium X	10·5 days	2	
Actinium emanation	3·9 seconds	0	$\frac{2}{2}=1$
Actinium A	1/450 second	probably 2	?
Actinium B	36 mins.	1	?
Actinium C	2·2 mins.	2	β

Рис. 5.12: Таблица валентностей радиоактивных элементов. Хевеши 1913 г. [275]

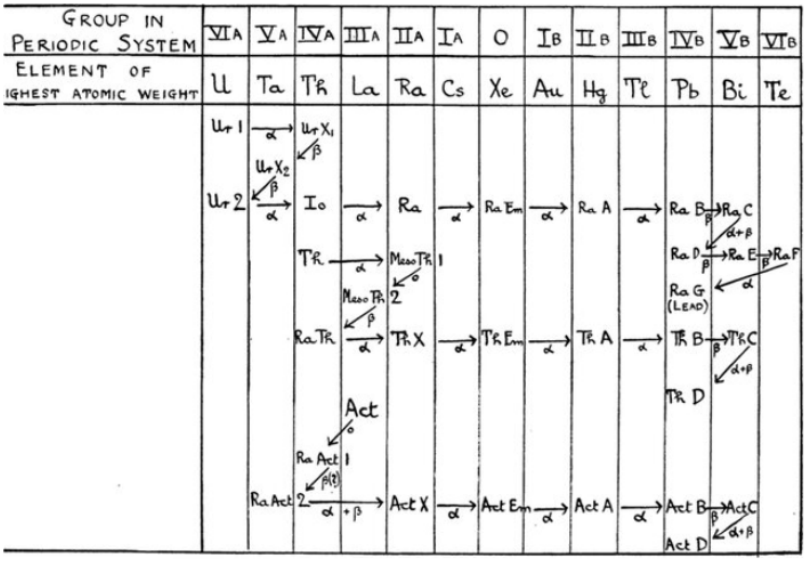


Рис. 5.13: Диаграмма Рассела. Рассел 1913 г. [276]

Tabelle I.

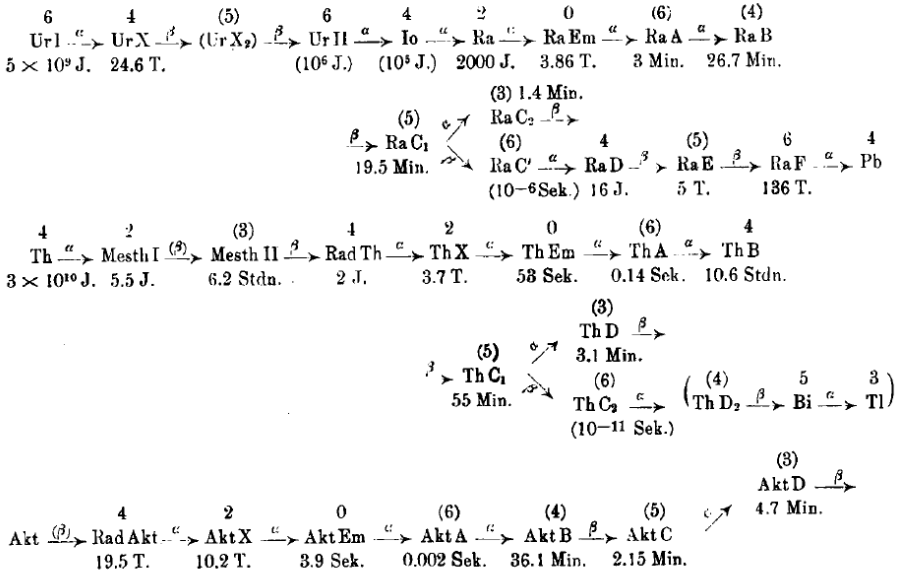


Рис. 5.14: Ряды радиоактивных распадов. Фаянс 1913 г. [251]

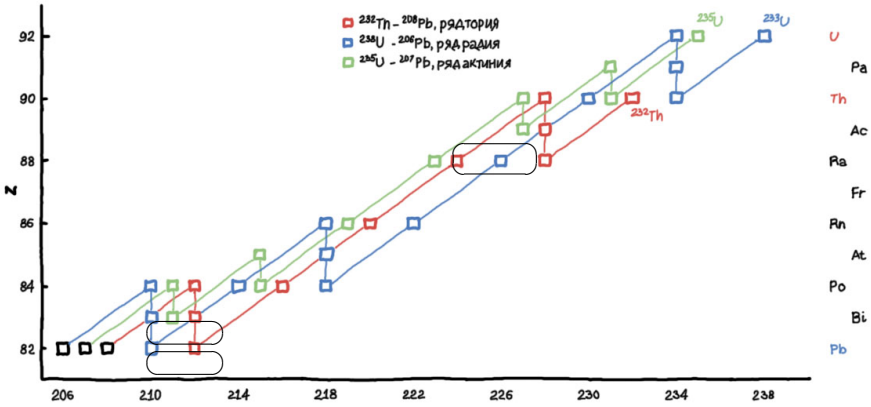


Рис. 5.15: Ряды распада тория, радия и актиния (основные ветви) в представлении на плоскости (Z, A)

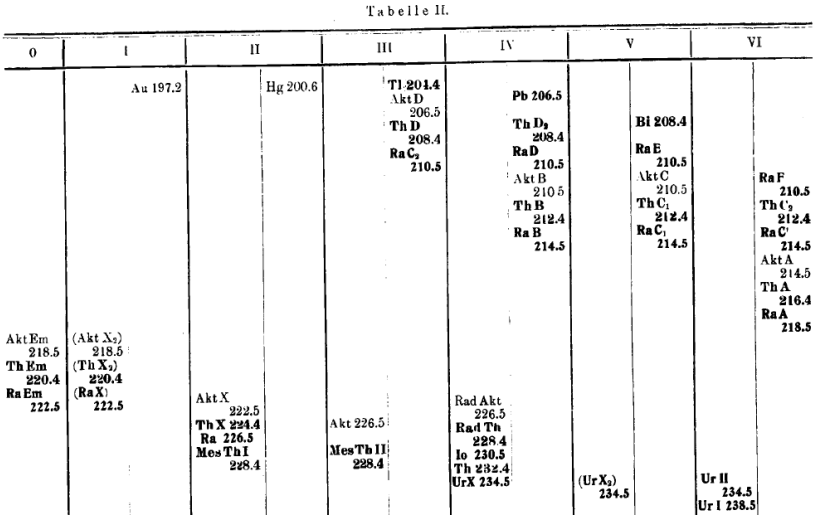


Tabelle II.

0	I	II	III	IV	V	VI
	Au 197.2	Hg 200.6	Tl 204.4 Akt D 206.5 Th D 208.4 RaC_2 210.5	Pb 206.5 $Th D_2$ 208.4 RaD 210.5 Akt B 210.5 Th B 212.4 Ra B 214.5	Bi 208.4 Ra E 210.5 Akt C 210.5 $Th C_1$ 212.4 $Ra C_1$ 214.5	Ra F 210.5 $Th C_2$ 212.4 Ra C' 214.5 Akt A 214.5 Th A 216.4 Ra A 218.5
Akt Em 218.5 Th Em 220.4 Ra Em 222.5	(Akt X_2) 218.5 (Th X_2) 220.4 (Ra X) 222.5	Akt X 222.5 Th X 224.4 Ra 226.5 Mes Th I 228.4	Akt 226.5 Mes Th II 228.4	Rad Akt 226.5 Rad Th 228.4 Io 230.5 Th 232.4 UrX 234.5	($Ur X_2$) 234.5	Ur II 234.5 Ur I 238.5

Рис. 5.16: Элементы рядов радиоактивных распадов по валентности. Фаянс 1913 г. [251]

Tabelle III.

0	I	II	III	IV	V	VI
	Au 197.2	Hg 200.6	Tl 204 0	Pb 207.1	Bi 208.0	Pol 210.5
Ra Em 222.5	(Ra X) 222.5	Ra 226.5	Mes Th II 228.4	Th 232.4	($Ur X_2$) 234.5	Ur I 238.5

Рис. 5.17: Часть таблицы Менделеева с радиоактивными элементами. Фаянс 1913 г. [251]

Tabelle IV.

	0	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII
1	He 3.99	Li 6.94	Be 9.1	B 11.0	C 12.00	N 14.01	O 16.00	F 19.0	
2	Ne 20.2	Na 23.00	Mg 24.32	Al 27.1	Si 28.3	P 31.04	S 32.07	Cl 35.46	
3	Ar 39.88	K 39.10	Ca 40.07	Sc 44.1	Ti 48.1	V 51.0	Cr 52.0	Mn 54.93	Fe 55.84 Co 58.97 Ni 58.68
4		Cu 63.57	Zn 65.37	Ga 69.9	Ge 72.5	As 74.96	Se 79.2	Br 79.92	
5	Kr 82.92	Rb 85.45	Sr 87.63	Y 89.0	Zr 90.6	Nb 93.5	Mo 96.0	—	Ru 101.7 Rh 102.9 Pd 106.7
6		Ag 107.88	Cd 112.40	In 114.8	Sn 119.0	Sb 120.2	Te 127.5	J 126.92	
7	X 130.2	Cs 132.81	Ba 137.37	La 139.0 und andere	Ce 140.25 und andere	Ta 181 5	W 184.0	—	Os 190.9 Ir 193.1 Pt 195.2
8		Au 197.2	Hg 200.6	Tl 204.0	Pb 207.10	Bi 208.0	Pol 210.5	—	
9	Ra Em 222.5	(Ra X) 222.5	Ra 226.5	Mesth II 228.4	Th 232.4	($Ur X_2$) 234.5	Ur 238.5	—	

Рис. 5.18: Таблица Менделеева с радиоактивными элементами. Фаянс 1913 г. [251]

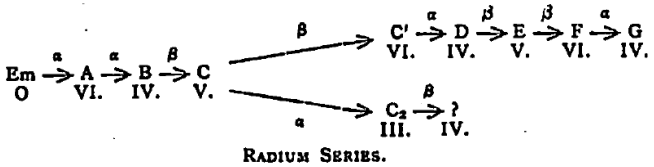


Рис. 5.19: Ряд распада радия. Содди 1913 г. [274]

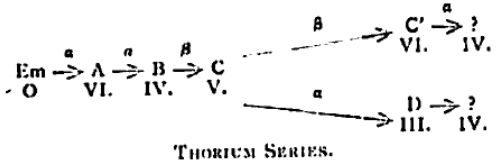


Рис. 5.20: Ряд распада тория. Содди 1913 г. [274]

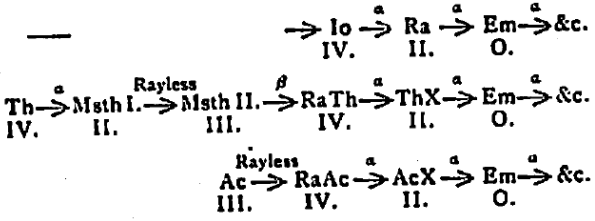


Рис. 5.21: Ряды распадов до эманации. Содди 1913 г. [274]

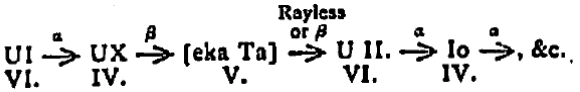


Рис. 5.22: Ряд от UI до Io. Содди 1913 г. [274]

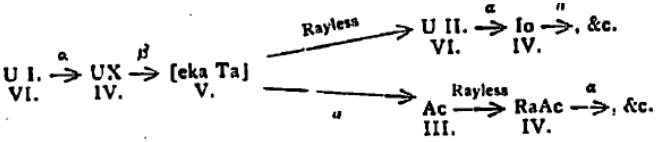


Рис. 5.23: Ряд от UI с вилкой. Содди 1913 г. [274]

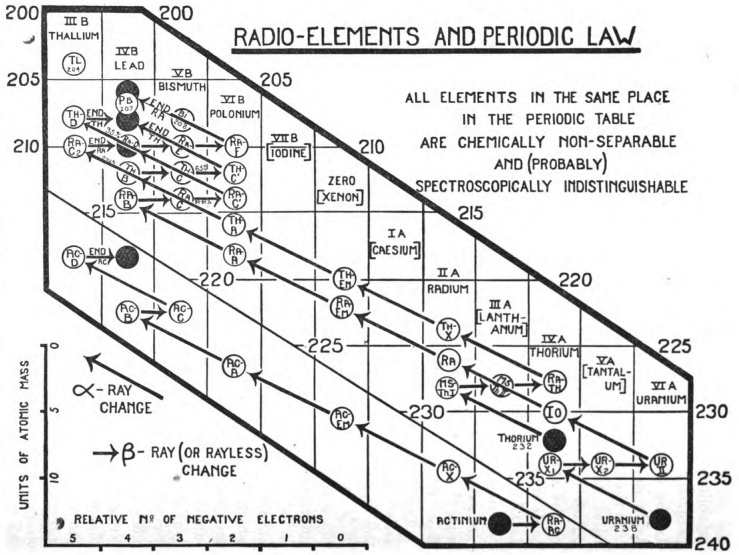


Рис. 5.24: Эволюция от урана до свинца. Содди 1913 г. [274]

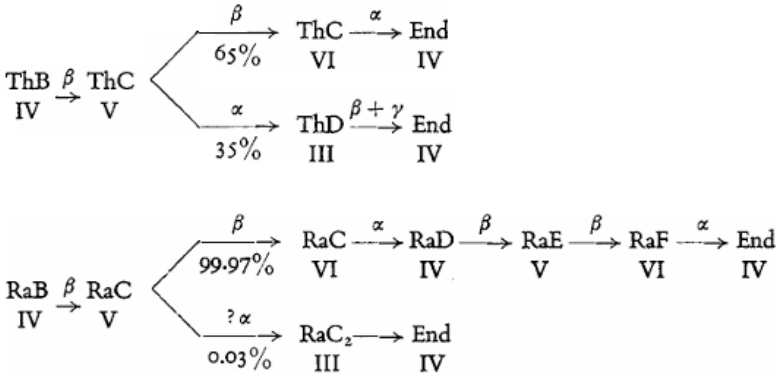


Рис. 5.25: Сложный случай ветвления рядов. Содди 1922 г. [377]

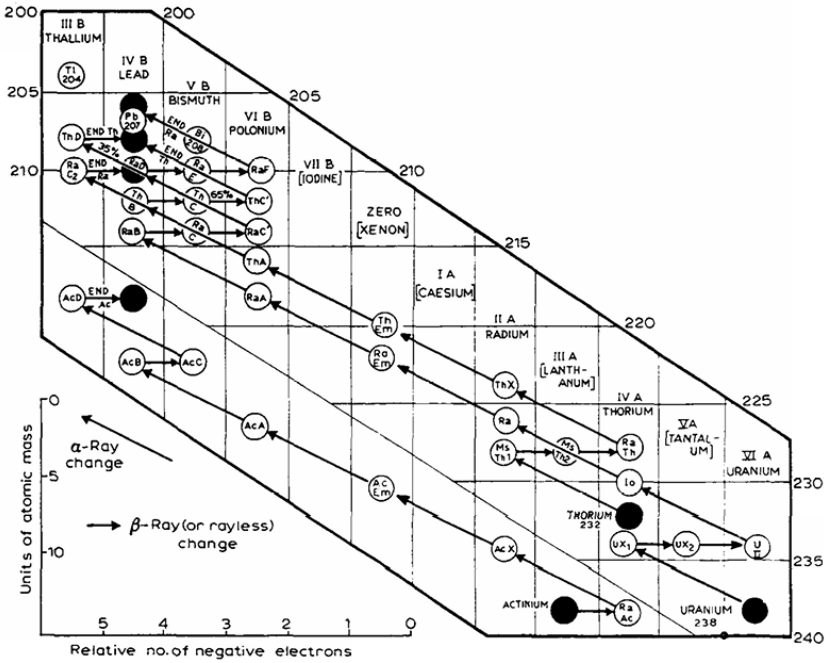


Рис. 5.26: Радиоэлементы и периодический закон Fig. 1. Содди 1922 г.[377]

Элементы на одном месте в Периодической системе неразделимы химически и (возможно) спектроскопически

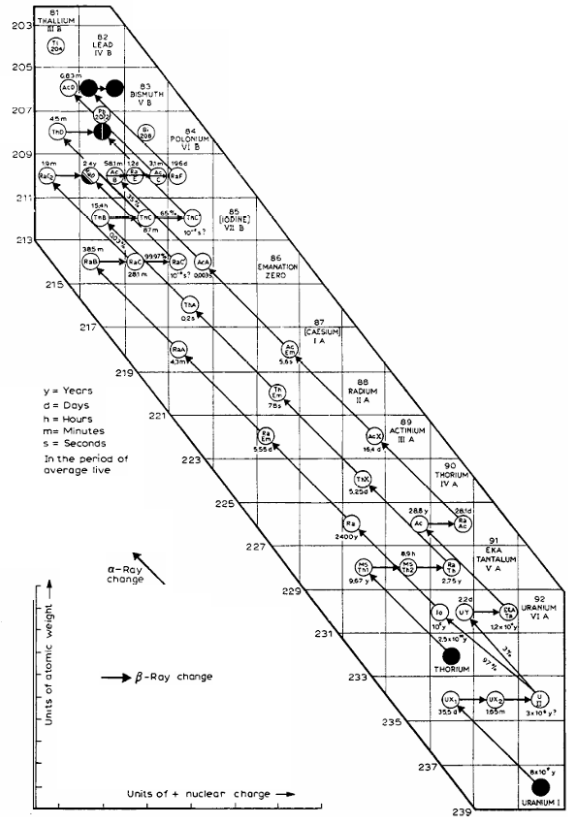
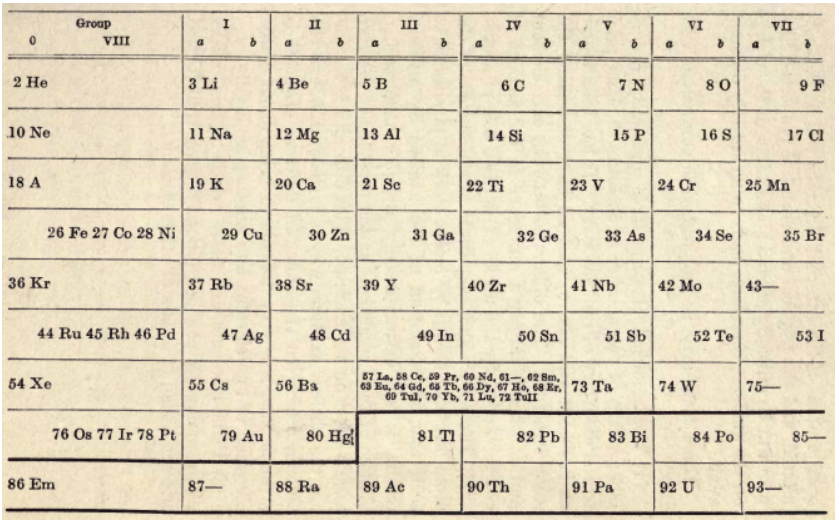


Рис. 5.27: Радиоэлементы и периодический закон. Содди 1922 г. [377]
Все элементы в вертикальных столюцах — изотопы.

$$\underset{\text{VI}}{\text{U}} \xrightarrow{\alpha} \underset{\text{Iv}}{\text{UY}} \xrightarrow{\beta} \underset{\text{v}}{\text{Pa}} \rightarrow \underset{\text{III}}{\text{Ac}} \rightarrow \underset{\text{IV}}{\text{RaAc}} \xrightarrow{\alpha} \underset{\text{II}}{\text{AcX}} \xrightarrow{\alpha} \underset{0}{\text{Em, etc.}}$$

Рис. 5.28: Происхождение актиния. Содди 1922 г. [377]



Group 0 VIII	I a	I b	II a	II b	III a	III b	IV a	IV b	V a	V b	VI a	VI b	VII a	VII b
2 He	3 Li		4 Be		5 B		6 C		7 N		8 O		9 F	
10 Ne	11 Na		12 Mg		13 Al		14 Si		15 P		16 S		17 Cl	
18 A	19 K		20 Ca		21 Sc		22 Ti		23 V		24 Cr		25 Mn	
26 Fe 27 Co 28 Ni	29 Cu		30 Zn		31 Ga		32 Ge		33 As		34 Se		35 Br	
36 Kr	37 Rb		38 Sr		39 Y		40 Zr		41 Nb		42 Mo		43—	
44 Ru 45 Rh 46 Pd	47 Ag		48 Cd		49 In		50 Sn		51 Sb		52 Te		53 I	
54 Xe	55 Cs		56 Ba		57 La, 58 Ce, 59 Pr, 60 Nd, 61—, 62 Sm, 63 Eu, 64 Gd, 65 Tb, 66 Dy, 67 Ho, 68 Er, 69 Tul, 70 Yb, 71 Lu, 72 TuII		73 Ta		74 W		75—			
76 Os 77 Ir 78 Pt	79 Au		80 Hg		81 Tl		82 Pb		83 Bi		84 Po		85—	
86 Em	87—		88 Ra		89 Ac		90 Th		91 Pa		92 U		93—	

Рис. 5.29: Периодическая система 1922 г. [51]

Глава 6

Математическая обработка данных

В этой главе мы рассмотрим оригинальные статьи и математические вопросы, вставшие перед учеными при обработке данных экспериментов.

6.1 Флуктуации радиоактивных изменений

В §3.2 «Радиоактивные превращения» в §3.2.5 «Закон радиоактивных изменений» подробно рассмотрена публикация Резерфорда и Содди публикации 1903 г. [178] «Radioactive Change». В ней содержится существенное расширение взглядов на устройство материи, одной из черт которой является способность к радиоактивным трансформациям.

Теория радиоактивности создала потребность её теоретического описания математическим образом. Первой публикацией на эту тему стала работа австрийского физика Эгона фон Швайдлера.

6.1.1 «О колебаниях радиоактивного распада» — теория

Доклад фон Швайдлера (Egon von Schweidler) «Über Schwankungen der radioaktiven Umwandlung» («О колебаниях радиоактивного распада») [414] был опубликован в 1905 г.

« Согласно идеям, вытекающим из теории распада радиоактивных явлений, атомы активного вещества являются нестабильными образованиями со

«средним временем жизни», зависящим от их структуры. Если λdt — вероятность того, что атом претерпит трансформацию за время dt, то вероятность того, что он выживет за время t, равна $e^{-\lambda t}$ и $\tau = \frac{1}{\lambda}$ его среднему времени жизни. Для очень большого числа N одинаковых атомов число атомов, оставшихся после времени t, будет, следовательно, определяться формулой $n = Ne^{-\lambda t}$, согласно закону больших чисел. Очевидно, что для малого числа атомов фактический ход их распада будет отклоняться от этого идеального закона, и ниже будет исследовано, может ли дисперсия, определяемая теорией вероятности, достичь пределов эмпирической обнаруживаемости.

Пусть задано N атомов вещества с постоянной распада λ; через некоторое время δ вероятность того, что конкретный отдельный атом все еще существует, равна $e^{-\lambda\delta}$, а вероятность того, что он претерпел трансформацию, равна $1 - e^{-\lambda\delta} = \alpha$.

Вероятность того, что из N атомов число x претерпело изменение, а число N осталось неизменным, тогда равно

$$W_x = \alpha^x (1-\alpha)^{N-x} \binom{N}{x} \tag{6.1}$$

Как показывает простое дифференцирование,

$$W = \max \text{ при } x = \alpha N, \tag{6.2}$$

следовательно, значение, соответствующее закону затухания $n = Ne^{-\lambda t}$, является наиболее вероятным. Однако также можно определить вероятность того, что αN отклонится от наиболее вероятного значения на заданную величину.

Эта проблема давно известна в теории вероятностей, она была предложена Якобом Бернулли и окончательно решена Лапласом. Что касается вывода результата, я отсылаю к «Энциклопедия математических наук», том I, D1, 412, стр. 755-757.

Отсюда следует, что x лежит между пределами $\alpha N(1 \pm \varepsilon)$ с вероятностью

$$W = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\varepsilon\sqrt{\frac{\alpha N}{2(1-\alpha)}}} e^{-t^2} dt \tag{6.3}$$

Иными словами, колебания фактически возникающих значений x вокруг теоретического нормального значения αN распределены в соответствии с законом погрешности, а среднее колебание (в долях от нормального значения) равно

$$\bar{\varepsilon} = \sqrt{\frac{1-\alpha}{\alpha N}} \tag{6.4}$$

Если время δ выбрано малым по сравнению со средним временем жизни λ атома, то α также очень мало, $1 - \alpha$ почти равно 1, и формула принимает вид :

$$\bar{\varepsilon} = \sqrt{\frac{1}{\alpha N}} = \frac{1}{\sqrt{Z}} \tag{6.5}$$

То есть: средняя флуктуация зависит только от числа Z, числа атомов, которые претерпели бы трансформацию за время, если бы закон $n = Ne^{-\lambda t}$ был строго верен, и равна обратному квадратному корню из этого числа; например, при $Z = 10^6$ она составляет $\bar{\varepsilon} = 0,1\%$ при $Z = 10^2$, 1% и т.п.

Остается выяснить, можно ли определить эти отклонения эмпирически. Согласно Резерфорду (Радиоактивность, стр. 157 и 243 [34]), можно предположить, что в альфа-излучающих веществах каждая альфа-частица производит приблизительно 70 000 ионных пар в газе, если излучение полностью поглощается, генерируя таким образом временной интеграл тока насыщения $7 \cdot 10^4 \cdot 3,4 \cdot 10^{-10} =$ приблизительно 24×10^{-6} ст. зар. Следовательно, флуктуации наблюдаемы, если количество электричества, разряжаемого за время δ, $Q = 2410^{-6}$ ст. зар, может быть определено с точностью до доли $\frac{1}{\sqrt{Z}}$

Как можно убедиться, подставив числовые значения, требуемая точность измерения не выходит за пределы практически достижимого. Например, в случае электроскопа типа Эльстера-Гейтеля с емкостью приблизительно 4 см и при чувствительности 0,2 разряда для интервала в 10 отсчетов (50 вольт) может быть определено с точностью приблизительно 1%. Этот интервал соответствует разрядному количеству электричества Q = 2/3 st E, следовательно, $Z = \frac{1}{36}10^6$ и $= \bar{\varepsilon} = 0,6\%$. Таким образом, средняя флуктуация примерно на 36% меньше неизбежных ошибок наблюдений. Сокращение интервала измерения отрицательно повлияет на это соотношение, поскольку ошибка наблюдения линейна, а величина $\bar{\varepsilon}$ увеличивается только пропорционально квадратному корню из обратной величины интервала.

При использовании квадрантного электрометра повышенная чувствительность измерения потенциала частично компенсируется увеличенной емкостью; однако соотношение должно быть более благоприятным. Наиболее перспективным подходом является использование электроскопа по методу Ч. Вилсона (см. Резерфорд, «Радиоактивность», стр. 73 [34]), который сочетает в себе чувствительность с низкой емкостью.

Предполагалось, что каждая α-частица производит приблизительно 70 000 ионных пар; если это число само по себе является средним значением, поскольку иногда испускаются медленные α-частицы с низкой ионизирующей способностью, а иногда быстрые α-частицы с высокой ионизирующей способностью, то изменение числа производимых ими ионов накладывается на изменение числа испускаемых α-частиц, и среднее отклонение $\bar{\varepsilon}$ становится еще больше.

Экспериментальная проверка этих соображений находится в стадии подготовки.»

Значение работы Швайдлера

До 1905 года закон радиоактивного распада Резерфорда и Содди (3.2) воспринимался физиками как классический, детерминированный закон природы (подобно химической реакции первого порядка).

Швейдлер кардинально изменил это представление, сформулировав следующие положения:

- Понятие вероятности: Распад конкретного нестабильного атома в заданный интервал времени dt — это чисто случайное событие с постоянной вероятностью λdt, не зависящее от «возраста» атома или внешних условий.
- Закон больших чисел: Экспоненциальный закон распада — это лишь статистический результат наблюдения за огромным массивом атомов (N).
- Неизбежность флуктуаций: Поскольку процесс случайный, реальное число распадов в единицу времени должно неизбежно отклоняться от среднего теоретического значения. Величина этих «колебаний» (флуктуаций) подчиняется законам теории вероятностей (распределению Пуассона/Гаусса).
- Оценка флуктуаций: Если за время наблюдается в среднем Z распадов, то среднее абсолютное отклонение (флуктуация) пропорционально $\sqrt{Z}$.

В дальнейшем эти положения легли в повседневную практику анализа атомных данных.

6.2 Экспериментальные исследования флуктуаций

Теория Швайдлера §6.1.1 послужила теоретической основой для математического описания процессов ядерных превращений Первая проверка идей Швейдлера была осуществлены Говардом Бронсоном [417]-[418] в 1905 г. и Карлом-Вильгельмом Кольраушем [415] в 1906 г. Их результаты на качественном уровне подтверждали наличие флуктуаций при регистрации атомных превращений.

За ними последовали работы Регенера [217], Гейгера [219], Резерфорда [224] и другие, в которых были проведены систематические исследования, позволяющие численно оценить точность теоретического описания явлений.

В §3.3.7 «Регистрация альфа-частиц электрическим методом» в подразделе «Вероятностые ошибки» упоминались исследования, потребовавшие привелечения статистических методов. Для анализа в статье Гейгера [219] привлекалось биноминальное распределение и как меру ошибки использовали величину $\sqrt{Z}$, где Z — средняя скорость счета.

Далее, Резерфорд и Гейгер разработали электрический метод для прямого подсчета альфа-частиц, выбрасываемых радиоактивным веществом. citeRutherford1908H1, [221].

В статье Резерфорда и Гейгера [224] «The probability variations in the distribution of α particles» вопрос рассмотрен подробно с математической точки зрения. В приложении Бейтманом было показано, что статистика отсчётов подчиняется дискретному распределению Пуассона.

Рассмотрим, как развивалась эта ветвь исследований атомных трансмутаций.

6.2.1 Неравномерность излучения от радиоактивных тел

Рассмотрим статью Гейгера «The irregularities in the radiation from radioactive bodies» [219].

« Во всех экспериментах, в которых ионизационные токи, обусловленные двумя радиоактивными веществами, уравновешиваются друг с другом с помощью электрометра, не удается получить точные балансы. Стрелка электрометра всегда движется довольно неравномерно на определенном количестве делений шкалы. Этот эффект невозможно устранить, как бы тщательно ни проводилась регулировка. Бронсон [418], которого беспокоил этот эффект при использовании его устойчивого отклоняющего электрометра, предполагает, что эффект может быть обусловлен чрезвычайно малым и быстрым изменением ионизации самой. Е. фон Швайдлер в специальной статье [414] обратил внимание на тот факт, что согласно теории распада следует ожидать определенных неравномерностей в излучении от радиоактивных веществ. Он вычисляет из законов вероятности, что эти неравномерности при определенных условиях должны находиться в пределах измерения. К. В. Ф. Кольрауш провел несколько экспериментов [415] для проверки точности теории фон Швайдлера. Обсуждение его результатов будет представлено позже.

В ходе некоторых экспериментов мое внимание привлекло невозможность достижения устойчивого равновесия двух противоположных токов ионизации, вызванных а-лучами. Сейчас будут описаны несколько экспериментов, которые я провел для проверки причины и величины этих нерегулярностей. Прежде всего, было важно доказать, обусловлен ли этот эффект реальным изменением интенсивности излучения или каким-либо вторичным эффектом, который можно было бы устранить.

Для этой цели был проведен следующий эксперимент: — Два ионизационных сосуда, A и B, были расположены, как показано на рис. 1. Между ними, и изолированные от них эбонитовыми пробками e, c и защитными кольцами g и h, был закреплен кусок алюминиевой фольги D, который был соединен с электрометром типа Долежалека. Сосуды A и B были закрыты в точках E и F алюминиевой фольгой и соединены с противоположными полюсами батареи напряжением 400 вольт, средняя точка которой была заземлена. Узкий пучок лучей был направлен через оба сосуда из точки R, и, поскольку на практике сосуд B был несколько больше, чем A, было легко уравновесить два противоположных ионизационных тока. В этом случае любое влияние неравномерностей самого излучения было исключено, поскольку каждая частица вносила равный вклад в ионизационные токи как в A, так и в B.

Fig. 1.

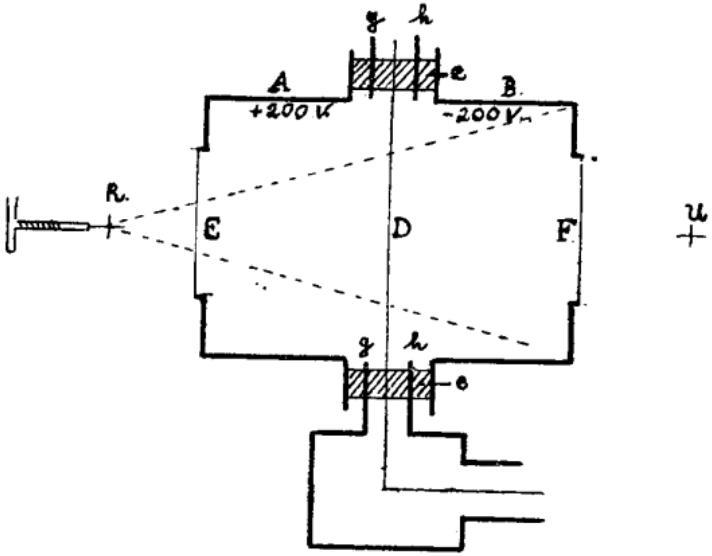


Рис. 6.1: Схема предварительных измерений нерегулярностей отсчетов α-частиц. Гейгер, 1908 г. [219]

Однако эксперимент не показал полного отсутствия колебаний стрелки электрометра, но эффект был несомненно меньше, чем когда ионизационные токи одинаковой интенсивности генерировались из двух разных источников в точках R и U, при этом R генерировал ионы только в точке A, а

U — только в точке B. Две кривые, приведенные на рис. 2, соответствуют движению стрелки электрометра в течение 4,5 минут. Кривая I показывает эффект, обусловленный одним источником излучения, кривая II — эффект двух отдельных источников. Интенсивность излучения была одинаковой для обеих кривых. Небольшой колебательный эффект, показанный на кривой I, вероятно, был обусловлен неравномерной толщиной алюминиевой фольги D. Некоторые из частиц остановились в листе и не смогли вызвать ионизацию в точке B, в то время как другие частицы прошли через маленькие отверстия, вызывая таким образом более сильную ионизацию в точке B, чем в точке A

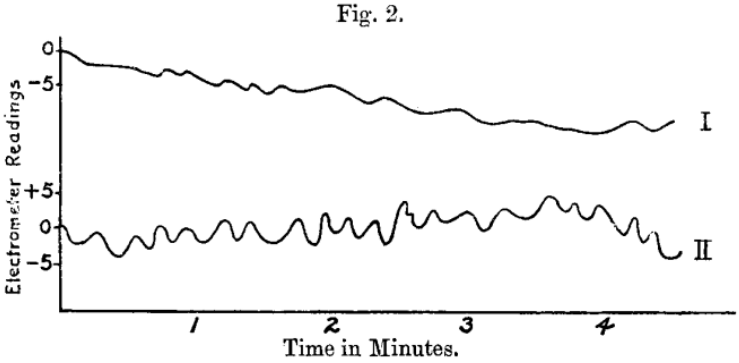


Рис. 6.2: Характер отсчетов в предварительных экспериментах. Гейгер, 1908 г. [219]

Общая схема, использованная для дальнейших экспериментов, показана на Fig. 3 (рис. 6.3). E — электрометр, одна пара квадрантов которого была заземлена, а другая пара соединена с двумя ионизационными сосудами A и B. Внешние поверхности сосудов были заряжены до +200 и -200 вольт соответственно. Излучение от подходящих радиоактивных веществ пропускалось в сосуды через два отверстия, которые были закрыты алюминиевой фольгой, чтобы избежать возможных помех от воздушных потоков. С помощью винта S расстояние радиоактивного вещества U от сосуда B можно было изменять и достигать равновесия между токами ионизации в A и B. Когда равновесие было достигнуто как можно точнее, стрелка электрометра показывала небольшие колебания, которые наблюдались в течение определенного времени, обычно пяти минут.

С помощью этой установки было проведено сравнение неравномерностей ионизационных токов, создаваемых α-частицами, с неравномерностями токов, создаваемых током той же интенсивности, обусловленных β-частицами.

Два провода, подвергшиеся облучению, были размещены в точках R и U

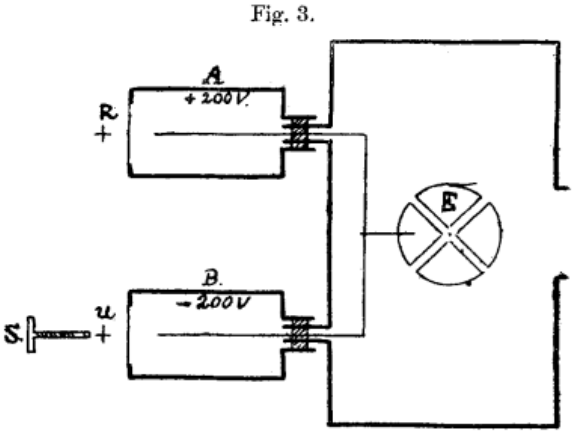


Рис. 6.3: Схема измерений нерегулярностей отсчетов α-частиц. Гейгер, 1908 г. [219]

довольно близко к сосудам A и B (Fig.3, рис. 6.3). Ионизация в этом случае почти полностью обусловлена α-частицей. Колебания стрелки в течение пяти минут показаны на кривых I и II Fig.4, (рис. 6.4). Интенсивность излучения для кривой I составляла 340, а для кривой II — 1100 делений в минуту по шкале электрометра, где одно деление соответствует рассчитанной ионизации, вызванной примерно 22 α–частицами. Кривые III и IV того же рисунка были получены в тех же условиях, за исключением того, что ионизация в цилиндрах A и B была вызвана 9 α–частицами. Для этой цели небольшая стеклянная трубка, содержащая около 5 мг RaBr2, была поднесена близко к сосудам, и расстояние до нее регулировалось, пока ионизация в обоих цилиндрах не стала одинаковой и имела ту же интенсивность, что и в случае α–частиц. Кривые III, и IV, соответствуют I и II соответственно по интенсивности токов ионизации. Кривая III не показывает никаких колебаний, в то время как кривая IV показывает колебания, но сравнительно] в очень незначительной степени. Тот факт, что в случае излучения B практически не наблюдалось никаких наблюдаемых колебаний, показывает, независимо от какой-либо теории, что наблюдаемый эффект при излучении действительно обусловлен нерегулярным характером излучения, а не вторичным эффектом.

⋮

Согласно простой радиоактивной теории [414], среднее число атомов, распадающихся за время τ, определяется формулой

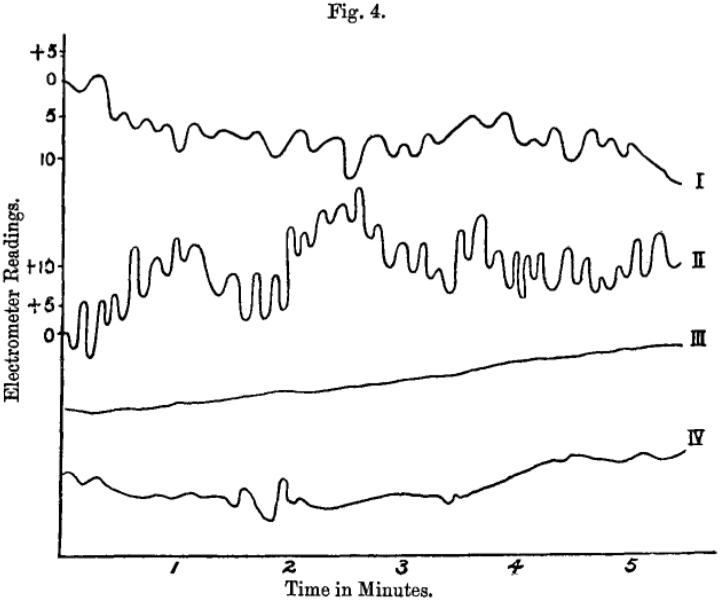


Рис. 6.4: График отсчетов электрометра α-частицГейгер, 1908 г. [219]

$$Z = N\lambda\tau. \tag{6.6}$$

Фактическое наблюдаемое число может отличаться от этого значения или иметь среднюю погрешность, равную квадратному корню из числа атомов, распадающихся за время τ. Следовательно, абсолютная средняя погрешность увеличивается с числом распадающихся атомов, т. е. с интенсивностью излучения; в то время как относительная погрешность $\frac{\sqrt{Z}}{Z}$ уменьшается. Движение стрелки электрометра регистрирует абсолютную погрешность.

Правильность этого теоретического вывода может быть проверена следующим образом: Резерфорд показал, что одна частица из самого радия производит 80 000 ионов на своем пути длиной 3,5 см в воздухе при атмосферном давлении; в то время как Дюрек обнаружил [220], что каждая из более быстрых бета-частиц радия, выбрасываемых со скоростью, приближающейся к скорости света, образует новую пару ионов каждые 6 см воздуха при давлении 1 мм. Следовательно, в цилиндрах A и B, длина которых составляла около 12 см, одна бета-частица при атмосферном давлении произведет 4 x 760 или около 3000 ионов. Поэтому, чтобы получить такой же ионизационный ток с бета-частицами, необходимо примерно в 25 раз больше бета-частиц, чем

альфа-частиц. Следовательно, средняя ошибка в количестве выброшенных бета-частиц составляет

$$\epsilon = \pm\sqrt{25Z}. \tag{6.7}$$

Средняя погрешность измеряется электрометром

$$\epsilon = \pm\frac{1}{25}\sqrt{25Z}. \tag{6.8}$$

Поскольку одна бета-частица производит эффект лишь $\frac{1}{25}$ от эффекта, производимого одной альфа-частицей. Следовательно, погрешность, измеренная в случае бета-частиц на том же электрометре и при вышеупомянутых условиях, должна составлять примерно одну пятую от погрешности, наблюдаемой для частицы, дающей ту же интенсивность ионизации. Малость неровностей на кривых III и IV Fig.4 (рис. 6.4) по сравнению с неровностями, показанными на кривых I и II, таким образом, вполне ожидаема.

Была проведена специальная серия измерений, чтобы показать, как средняя ошибка зависит от интенсивности излучения. В точках l и U Fig.3 (рис. 6.3) были размещены две проволоки, которые были интенсивно активированы облучением излучением радия. Пока активность затухала, колебания стрелки наблюдались с интервалами, и были построены кривые, показывающие колебания как можно точнее за интервалы в 5,5 минут. По этим кривым средняя ошибка определялась путем подсчета делений, пройденных стрелкой электрометра во время попытки балансировки, и деления этого числа на количество колебаний, наблюдаемых за то же время. Средняя ошибка также была рассчитана теоретически. Можно привести пример.

Экспериментальное определение погрешности

Данные взяты из кривой II Fig.4 (рис. 6.4). Количество делений, пройденных за 5,5 минут, включая максимальное расхождение (как положительное, так и отрицательное), составило 380, а количество колебаний за это время — 64. Следовательно, средняя величина одного колебания составила 5,9 делений, а среднее отклонение или погрешность — ± 2.95 делений.

Теоретическое определение погрешности

Погрешность определяется как $\sqrt{Z}$, где Z — число атомов, распадающихся за время τ. Это число также показывает, количество α-частиц, выпущенных в сосуд за время τ. В данном случае время τ — это среднее время колебания, равное 5,8 сек. как среднее значение, взятое из всех кривых. Интенсивность излучения одного провода составляла 1100 делений в минуту, и, следовательно, поскольку одно деление соответствует ионизации, произведенной примерно 22 α-частицами, число частиц, выпущенных в сосуд, составляет 2.4×10^{10} в минуту, и, следовательно, число частиц, выпущенных в оба сосуда за 5,8 сек., равно

$$2 \times 2.4 \times 10^4 \times \frac{5.8}{60} = 4.7 \times 10^3.$$

Квадратный корень из этого равен 68. Средняя ошибка, взятая за 5,8 сек., составляет, таким образом, ± 68 α-частиц или, преобразованная в деления, $= \pm\frac{68}{22} = \pm 3.1$ делений.

Все данные в следующей таблице рассчитаны так же, как указано в приведенном выше примере. Разница между теоретической и экспериментальной погрешностью составляет около 15 процентов.

Intensity of the radiation $\frac{div}{min}$	Absolute error determined	
	Theoretically	Experimentally
4500	6.4	5.4
2700	4.9	4.4
1100	3.1	2.9
500	2.1	2.1
100	0.9	1.3

Таблица 6.1: Теоретическая и экспериментальная вариабельность данных электрометра. Гейгер, 1908 г. [219]

Согласование лучше, чем можно было бы ожидать, учитывая условия эксперимента и неопределенность данных, на основе которых определяется число частиц. Также следует внести небольшую поправку, поскольку стрелка электрометра не совсем точно отсчитывала время. Согласование между теорией и экспериментом достаточно близкое, если погрешность определяется путем измерения амплитуды колебаний стрелки электрометра за любой удобный промежуток времени, например, каждые полминуты, вместо времени колебания электрометра, а именно 5.8 секунд.

Кольрауш [415] не обнаружил численного соответствия между теорией и его экспериментами, но это, по-видимому, связано с некорректным использованием формулы, поскольку при вычислении ошибки, как указано выше, на основе его данных получено довольно близкое соответствие (10 процентов) для токов насыщения. Если ток не насыщен, как это было в некоторых экспериментах Кольрауша, приведенная выше формула неприменима. Ибо если ток насыщен лишь наполовину, половина ионов, образующихся из каждой частицы, теряется в результате рекомбинации; следовательно, каждая частица производит только половину своего эффекта в обычных условиях насыщения. Принимая во внимание этот факт, близкое соответствие между теорией и экспериментом было также обнаружено при вычислении данных, приведенных Кольраушем для ненасыщенных токов.

Согласование теории и эксперимента в работе Кольрауша представляется мне особенно интересным, поскольку используемый им метод отличается от метода, примененного в данной работе, а интенсивность излучения в его экспериментах была почти в двадцать раз выше, чем самая сильная, использованная в моих.

Примечание добавлено 12 марта 1908 года

После вышеизложенного была опубликована статья Э. Мейера и Э. Регенера [216]. Авторы также обнаружили, используя другой метод, отличный от описанного автором, что ошибка увеличивается с квадратным корнем из интенсивности излучения. Кроме того, они утверждают, что, измеряя ошибку ϵ и ток насыщения i, можно определить заряд иона. Но расчет включает в себя количество ионов, образующихся из α частицы, и это число было определено Резерфордом при предположении, что заряд частицы идентичен заряду иона. Однако это все еще нерешенный вопрос.

Добавлю, что количество частиц, испускаемых в секунду данным веществом, можно определить непосредственно, просто измерив ошибку ϵ и ток насыщения i. Ошибка ϵ в СГСЭ определяется следующим образом:

$$\epsilon = \pm Ne\sqrt{Z}, \tag{6.9}$$

где N — количество ионов, образующихся из одной частицы, e — заряд иона, а Z — количество частиц, испускаемых в секунду, при этом ток насыщения задаётся в СГСЭ как

$$i = NeZ. \tag{6.10}$$

Путем деления получаем Z как функцию только e и i. Согласование погрешностей, определённых теорией и экспериментом, указывает на то, что расчётное количество частиц, испускаемых в секунду радиоактивным телом известной активности, имеет правильный порядок величины.»

Анализ методики и данных эксперимента Кемпбеллом см. §6.2.4 стр. 414.

6.2.2 О флуктуациях радиоактивного излучения и методе определения электрического элементарного кванта

Статья Э. Мейера и Э. Регенера [216] упоминалась в §3.3.7 в связи с развитой авторами методикой наблюдения сцинтилляций.

«§1. Если имеется однородное радиоактивное тело, то известно, что его радиоактивное излучение уменьшается со временем, и это уменьшение происходит в соответствии с экспоненциальным законом (3.2)

$$J_t = Je^{-\lambda t}$$

где J — начальная активность, а J_t — активность, остающаяся после определенного времени t, λ — константа, так называемая «константа распада», имеющая характерные значения для различных радиоактивных веществ. Этот закон был выведен Резерфордом и Содди на основе их теории распада (см. §3.2). Согласно концепциям этой теории, атомы радиоактивных тел нестабильны; они обладают лишь определенным средним временем жизни, которое определяется значением $1/\lambda$.

§2. Вполне возможно, что в радиоактивном теле все атомы могут внезапно и взрывообразно распасться в определенный момент времени. Тот факт, что это не так, объясняется тем, что конец жизни каждого отдельного атома наступает в разное время. Поскольку мы не можем объяснить в каком-либо одном случае, почему атом распадается раньше или позже, мы должны сказать, что время распада атома определяется случайностью. Здесь понятие случайности следует понимать так, как оно определяется в теории вероятностей. Из сказанного следует, что методы теории вероятностей могут быть применены к распаду радиоактивных атомов. ... »

Далее приводится теория Швейдлера «О колебаниях радиоактивного распада» [414].

⋮

§3. Эту зависимость Швайдлера пытался экспериментально проверить К. В. Ф. Кольрауш [415]. Следует отметить, что г-н К. В. Ф. Кольрауш не был первым, кто наблюдал эти флуктуации в процессе радиоактивного преобразования. Бронсон обнаружил [417], а именно, при использовании своего радиоактивного сопротивления воздуха в «методе постоянных отклонений» для измерения радиоактивных веществ, что стрелка электрометра не оставалась неподвижной в отклоненном положении, а демонстрировала еще меньшие нерегулярные флуктуации. Поскольку он тщательно исключил воздушные потоки, а также электростатические возмущения, он сам пришел к выводу: «Наиболее вероятным объяснением, по-видимому, является то, что это происходит из-за чрезвычайно малых и быстрых изменений самого ионизационного тока».

§4. Кольрауш [415] использовал дифференциальный метод для проверки соотношения Швайдлера. Две латунные коробки были соединены с концами батареи аккумуляторов, центр которой был заземлен. На дне коробок находились два образца полония почти одинаковой силы. В коробки выступали электроды, соединенные друг с другом и с одной парой квадрантов электрометра Долежалека. Поскольку образцы полония имели разную силу, электрометр показывал медленную зарядку. Заряд, который электрометр испытывал за одну минуту, значительно варьировался в разных наблюдениях, что указывало на колебания излучения от образцов полония в латунных коробках. На основе большего числа наблюдений г-н Кольрауш рассчитал

среднее отклонение по известной формуле

$$\epsilon = \sqrt{\frac{\sum \Delta^2}{n-1}} \tag{6.11}$$

Г-н Кольрауш показывает, что эти отклонения, а следовательно, и средняя флуктуация излучения препаратов полония, зависят от напряжения, приложенного к латунным ящикам, таким образом, что флуктуации минимальны при самом низком напряжении, приложенном к ящикам, и приближаются к предельному значению при более высоких напряжениях. Таким образом, кривая, представляющая зависимость флуктуаций от напряжения, идентична кривой, показывающей зависимость тока, протекающего через ящики, от напряжения. Однако наблюдения г-на Кольрауша позволяют сравнивать наблюдаемые флуктуации с теми, которые были рассчитаны согласно теории г-на фон Швайдлера, лишь в ограниченной степени, поскольку для сравнения можно использовать только одно значение из наблюдений, а именно значение при токе насыщения. Для проверки соотношения Швайдлера в целом были проведены следующие эксперименты. Авторы смогли легко обнаружить флуктуации, используя чувствительную экспериментальную установку и подтвердить соотношение

$$\bar{\varepsilon} = \frac{1}{\sqrt{Z}},$$

изменяя Z. Также было исследовано влияние экспериментальных условий на флуктуации.

§5. Экспериментальная установка была следующей (см. Fig.1 — рис. 6.5). Исследованная радиотеллуровая пластина P, медная пластина диаметром 4 см, покрытая с одной стороны RaF (полученная от компании Sthamer, Гамбург), была установле на латунной пластине диаметром 11 см, изолированной твердой резиной. Альфа-лучи, испускаемые RaF, имеют дальность действия приблизительно 4 см в воздухе, т.е. они полностью поглощаются на расстоянии 4 см. Для измерения ионизации, вызванной полным поглощением лучей, латунный электрод CC в форме полусферы был расположен напротив полониевой пластины P. Он был подперт янтарной изоляцией. Диаметр полусферы составлял 13 см, так что расстояние полусферы от полониевой пластины всегда было больше 4 см, что увеличивало дальность действия альфа-лучей.

Это также гарантировало, что колебания давления и температуры, изменяющие дальность действия альфа-лучей, не влияли на ток ионизации, измеряемый с помощью данной установки. Вся сборка размещалась в латунном корпусе, который можно было заземлить или подать на другой потенциал. На радиотеллуровую пластину можно было надевать апертуры. Это были латунные листы толщиной 1 мм с центральными отверстиями следующих размеров (табл. 6.2):

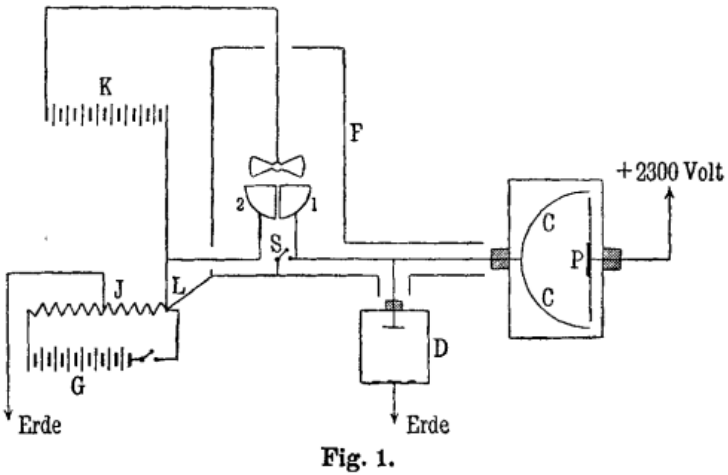


Fig. 1.

Рис. 6.5: Схема измерений. Мейер-Регенер, 1908 г. [216]

Номер диафрагмы	Диаметр диафрагмы, мм
1	6.1
2	12.95
3	18.94
4	24.70
5	30.1
6	36.71

Таблица 6.2: Диаметры диафрагм. Мейер-Регенер, 1908 г. [216]

Апертура 0 должна быть обозначена таким образом, поскольку вся непокрытая поверхность препарата излучала.

Измерения всегда проводились при токе насыщения. Для генерации этого тока P был подключен к высоковольтной батарее-аккумулятору напряжением приблизительно 2300 вольт; CC находился в проводящем соединении с одной парой квадрантов 1 электрометра Долежалека P с янтарной изоляцией. Стрелка электрометра обычно заряжалась до приблизительно 210 вольт специальной высоковольтной батареей K. Подвесной провод стрелки представлял собой тонкую проволоку Волластона. Чувствительность прибора обычно составляла около 2300 угловых секунд отклонения на 1 вольт. Однако иногда она измерялась и при гораздо меньшей чувствительности. После каждого эксперимента чувствительность электрометра определялась

заново.

Электрод CC одновременно был подключен к одному концу *резистора Бронсона* (D), другой конец которого был заземлен. Он представлял собой латунный разъем D, на основании которого были нанесены препараты полония. Сверху выступал латунный электрод, изолированный янтарем. Таким образом, ток, протекающий через ячейку с полонием P, измерялся по разности потенциалов, возникающей на концах резистора Бронсона. Путем регистрации вольт-амперной характеристики было установлено, что резистор вел себя как сопротивление 0 Ом в пределах напряжений, наблюдавшихся в наших экспериментах (Сила тока, протекающего через ячейку Бронсона D, была в 12 раз больше, чем сила тока, создаваемая препаратом полония P). В ходе исследования мы использовали большое количество различных таких резисторов. Для ионизации мы всегда использовали препараты RaF. Путем введения различных препаратов можно было получить сопротивление подходящего значения. Это предпочтительнее, чем изменение расстояния между пластинами. Это выгодно, если ионизационная камера настолько велика, что все альфа-частицы полностью поглощаются воздухом. В этом случае нет зависимости от колебаний давления и температуры воздуха.

§6. Для точного измерения изменений потенциала пары квадрантов 1 и, следовательно, тока, был использован метод компенсации. G представляет собой третью высоковольтную батарею напряжением приблизительно 140 вольт, в которую параллельно были соединены несколько батарей. Это было сделано для увеличения ее емкости, поскольку было очень важно, чтобы это напряжение оставалось постоянным. Если бы оно изменялось даже на малые доли, происходило бы непрерывное движение стрелки электрометра, накладывающееся на измеряемые колебания тока. Эти батареи были замкнуты резистором J сопротивлением более 100 000 Ом. На резисторе J можно было сделать отвод, и любое желаемое напряжение можно было подать на другую пару квадрантов 2 электрометра. Это компенсировало среднее напряжение, возникающее на C, и чувствительный электрометр в этом случае показывал только колебания тока, проходящего от P к CC. Например, если чувствительность электрометра составляла 2000 мм на 1 вольт, а компенсационное напряжение — 50 вольт, то отклонение на 1 мм на электрометре соответствовало изменению напряжения в первом квадранте, а следовательно, и изменению тока на 1 мм.

$$\frac{1}{2000.50} == 0,001\%$$

Одновременно это компенсационное напряжение в сочетании со значением резистора Бронсона (порядка 10^{10} Ом) определяло также величину соответствующего тока насыщения. Электрометр, полониевая ячейка, резистор Бронсона и все соединения были заключены в проводящие, взаимосвязанные металлические корпуса.

Поскольку напряжения, возникающие при постоянном токе (до 90 вольт), больше нельзя было игнорировать по сравнению с напряжением стрелки электрометра, чувствительность электрометра резко снижалась по мере увеличения напряжения на постоянном токе. Мы предотвратили эту проблему следующим образом: корпус электрометра и другой вывод батареи K, заряжающей стрелку, также были приведены к потенциалу компенсационного напряжения, т.е. были приняты меры для обеспечения того, чтобы разность потенциалов между стрелкой и квадрантами оставалась одинаковой во всех случаях. Эта схема оказалась очень надежной. Чувствительность электрометра оставалась полностью постоянной, даже когда компенсационное напряжение увеличивалось от 0,5 вольт до 90 вольт. При установке компенсационного напряжения ключ S изначально оставался замкнутым. При осторожном размыкании становилось очевидно, слишком высокое или слишком низкое компенсационное напряжение. Изменяя резистор J в цепи, компенсационное напряжение можно было легко отрегулировать.

Для калибровки электрометра при замкнутом ключе S соединение между парой квадрантов 2 и корпусом электрометра прерывалось в точке I; и между ними вставлялся небольшой участок резистора J. Полученная небольшая разность потенциалов затем использовалась для определения чувствительности электрометра. Это делалось в точно таких же условиях, как и во время эксперимента, то есть, когда обе пары квадрантов подвергались компенсационному напряжению.

§7. После установки компенсационного напряжения, как описано выше, потенциал квадранта 1, а следовательно, и положение стрелки электрометра, должны оставаться постоянными, если ток через полониевую ячейку был постоянным. Однако, поскольку излучение от полония демонстрировало флуктуации (Мы также провели качественные эксперименты с препаратом чистого бромида радия (приблизительно 6 мг). Они показали, что радий проявляет эти колебания активности. В этих экспериментах бромид радия был покрыт слюдяной пластиной, так что эффективными были только β- и γ-лучи.), стрелка электрометра находилась в постоянном, хотя и нерегулярном, движении. Для регистрации флуктуаций считывались точки перегиба стрелки электрометра и соответствующие им моменты времени. На рис. 6.6 — Fig. 2 показан пример изображения флуктуаций, полученных таким образом. Изображение является лишь приближением, поскольку точки перегиба стрелки электрометра соединены прямыми линиями, тогда как в действительности движение стрелки было неравномерным. Из большего числа точек перегиба, полученных путем наблюдения флуктуаций в течение более длительного периода (8-15 минут), средняя флуктуация была рассчитана по формуле (6.11) (стр. 384)

Если среднее отклонение, полученное таким образом в делениях шкалы, умножить на чувствительность электрометра и разделить на компенсаци-

онное напряжение, то получится среднее процентное отклонение, которое обозначается буквой ε — табл. 6.3.

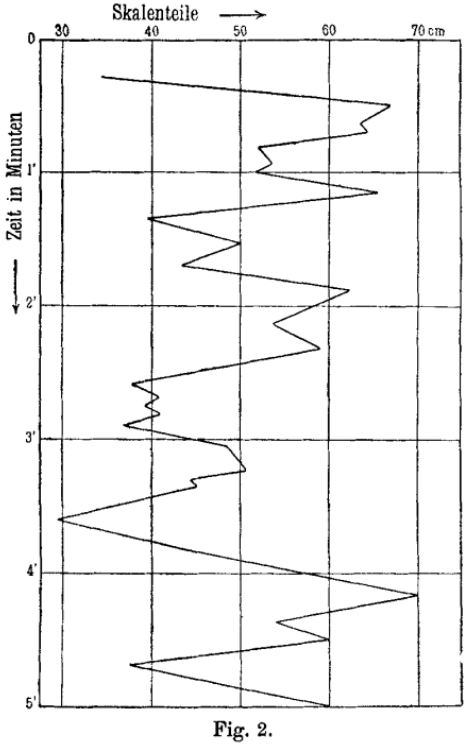


Рис. 6.6: Результаты измерений. Мейер-Регенер, 1908 г. [216]

§8. Для проверки соотношения Швайдлера (6.5) (стр. 373) $\bar{\varepsilon} = \frac{1}{\sqrt{Z}}$ использовалась следующая процедура. Препарат полония попеременно покрывали латунными листовыми перегородками, размеры которых указаны выше в §5. Это означало, что активной была только часть распадающихся атомов из одного и того же препарата, что позволяло варьировать значение Z и определять зависимость средней флуктуации от него.

В следующей таблице приведены полученные результаты:

Второй столбец показывает токи насыщения (в статических единицах), протекающие через ячейку с полонием через эти отверстия. Они были измерены гальванометрически на отверстии 0 и рассчитаны по компенсационному напряжению и сопротивлению Бронсона для других отверстий. Ток

Blende	i stat.	$\bar{\varepsilon}$ Schwankung Proz.	$\bar{\varepsilon}\sqrt{i}\cdot 10^2$	ε Schwankung in Strom (stat.)
1	0,04	1,28	25,6	0,0005
2	0,22	0,57	26,7	0,0013
3	0,58	0,38	29,2	0,0023
4	1,14	0,29	30,4	0,0033
5	2,02	0,23	33,1	0,0048
6	3,25	0,20	35,1	0,0065
0	4,25	0,16	33,0	0,0070

Таблица 6.3: Проверка соотношения Швайдлера. Мейер-Регенер, 1908 г. [216]

на самом маленьком отверстии соответствует примерно 1000 атомам, распадающимся в секунду, а при открытом препарате — примерно 100 000. Третий столбец показывает среднее процентное изменение, полученное для каждого отверстия из двух-трех серий наблюдений по 8 минут каждая (около 200 точек перегиба). Согласно теории фон Швайдлера, $\varepsilon\sqrt{Z}$, или, поскольку Z пропорционально току насыщения i, $\bar{\varepsilon}\sqrt{i}$ должно быть постоянным. Как видно из четвертого столбца, это довольно хорошо подтверждается. Оставшееся отклонение объясняется экспериментальными ошибками. Среди них — влияние резистора Бронсона, в котором находились препараты полония, которые также демонстрировали флуктуации. Однако эти флуктуации вносят лишь очень незначительный вклад в наблюдаемые данные, поскольку резистор Бронсона использовался при напряжениях, очень далеких от тех, при которых протекает ток насыщения. Соответственно, флуктуации также уменьшаются. С помощью измерений г-на К. В. Ф. Кольрауша удалось рассчитать, что флуктуации резистора Бронсона лишь на несколько процентов превышали флуктуации препарата полония, когда препарат был открыт. При меньших апертурах флуктуации резистора Бронсона даже не учитывались. Второй источник ошибки обусловлен небольшими изменениями напряжения батареи G. Это приводит к тому, что наблюдаемые флуктуации кажутся большими, и эта ошибка становится наиболее значительной при самых больших апертурах, так что значение константы также увеличивается с увеличением размера отверстия апертуры. В последнем столбце приведенной выше таблицы показаны абсолютные значения средних флуктуаций тока, как они фактически происходили.

Эти данные показаны одновременно с процентными колебаниями на кривых на рис. 6.7 — Fig. 3 (I — процентное колебание, II — абсолютное колебание) в зависимости от тока насыщения i. Из этих кривых видно, что процентные колебания максимальны при наименьшем размере отверстия,

а абсолютные колебания максимальны при непокрытом образце. Поскольку абсолютные колебания наиболее значительны при использовании сильнодействующих препаратов, их будет проще всего наблюдать именно с их помощью, особенно при применении метода компенсации.

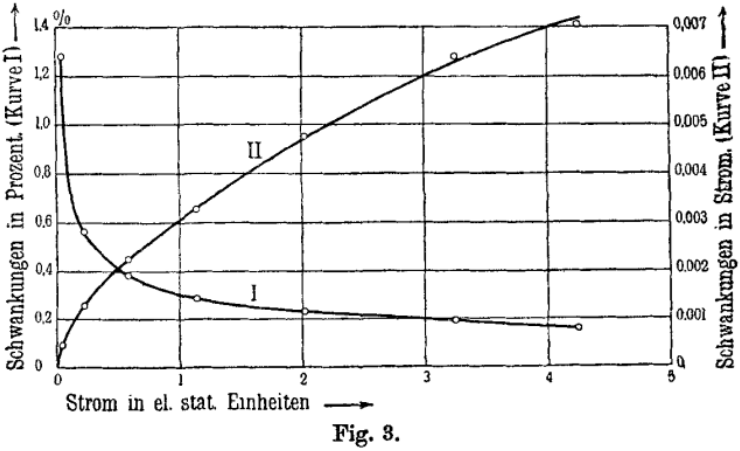


Fig. 3.

Рис. 6.7: Результаты измерений — анализ. Мейер-Регенер, 1908 г. [217]

§10. Наблюдения, описанные в разделе §8, теперь не очень подходят для таких расчетов, поскольку использованный там электрометр не был апериодическим, а останавливался только после примерно четырех-пяти колебаний. Для такого устройства нельзя использовать период колебаний стрелки в качестве предела времени, в течение которого электрометр интегрирует флуктуации. Следует лишь отметить, что наблюдаемые там значения были примерно в три-четыре раза больше расчетных значений, в которых для раздела 6 использовался весь период колебаний стрелки. ...

⋮

§11. Для исследования влияния емкости на флуктуации, их наблюдали с помощью электрометра Ханкеля с золотой фольгой, обладающего очень малой емкостью. Затем емкость электрометра Ханкеля увеличили, добавив емкость электрометра Долежалека, емкость которого была в шесть-десять раз больше. Было обнаружено, что при наблюдении флуктуаций только с помощью электрометра Ханкеля они были почти вдвое больше, чем при подключении емкости электрометра Долезалека к электрометру Ханкеля. Например, в одном эксперименте процентная флуктуация составила 0,17% при использовании электрометра Ханкеля; при добавлении электрометра Доле-

жалека к электрометру Ханкеля результирующая процентная флуктуация составила 0,089%. ...

⋮

§12. Подводя итог полученным результатам, было установлено следующее:

1. Соотношение фон Швайдлера $\bar{\varepsilon} = \frac{1}{\sqrt{Z}}$ можно подтвердить, изменяя Z в соотношении 1:100.

2. Уменьшение емкости используемого электрометра увеличивает наблюдаемые с ним флуктуации в используемой экспериментальной установке.

3. Если рассчитать ожидаемые флуктуации по току насыщения, то наблюдаемые значения согласуются с расчетными значениями, поскольку наблюдаемые значения больше наименьшего возможного значения согласно теории, а именно того, в котором период колебаний (апериодического) электрометра используется для времени, в течение которого электрометр интегрирует флуктуации.»

⋮

Дальнейшая часть статьи, §13-§14, посвящена определению заряда α-частицы. Корреспондируется с §3.3.8.

Анализ методики и данных эксперимента Кемпбеллом см. §6.2.4 стр. 403.

6.2.3 Вариации вероятности в распределении α-частиц

Рассмотрим статью Резерфорда, Гейгера и математика Бейтмана «The probability variations in the distribution of α particles» [224].

« При подсчете частиц, испускаемых радиоактивными веществами сцинтилляционным или электрическим методом, наблюдается, что, хотя среднее количество частиц из стационарного источника почти постоянно, при подсчете большого количества частиц число частиц, появляющихся за короткий интервал времени, подвержено значительным колебаниям. Эти вариации особенно заметны, когда в минуту происходит лишь несколько сцинтилляций. Например, в течение значительного интервала времени может случиться так, что частица не появляется; затем следует группа частиц, быстро сменяющих друг друга; затем случайная частица и так далее. Важно выяснить, согласуются ли эти вариации распределения с законами вероятности, т. е. является ли распределение частицы в среднем тем, которое можно было бы ожидать, если частицы испускаются случайным образом как в пространстве, так и во времени. Можно предположить, например, что испускание частицы может ускорить распад соседних атомов и так далее, что приведет к распределению частицы, противоречащему простому закону вероятности.

Величина вариаций вероятности числа частиц впервые была отмечена Э. фон Швайдлером [414]. Он показал, что средняя ошибка относительно среднего числа α-частиц составляет $\sqrt{Nt}$, где N — число частиц, испускаемых в секунду, а t — рассматриваемый интервал. Этот вывод был экспериментально подтвержден несколькими наблюдателями, включая Кольрауша [415], Мейера и Регенера [216], и Г. Гейгера [219], путем наблюдения за флуктуациями, когда токи ионизации, обусловленные двумя источниками α-лучей, уравновешивались друг с другом. Полученные результаты, как было показано, хорошо согласуются с теоретическими предсказаниями Швайдлера.

Разработка сцинтилляционного метода подсчета α-частиц Регенером [218] и электрического метода Резерфордом и Гейгером [208] предоставила более прямой метод проверки вариаций вероятности. Примеры распределения частицы во времени были приведены Регенером, а также Резерфордом и Гейгером.

Первоначально авторы намеревались определить распределение частицы во времени электрическим методом, используя *струнный электрометр* с коротким периодом колебаний в качестве детектора. Были проведены эксперименты в этом направлении, и фотографии бросков прибора были легко получены на вращающейся пленке; однако оказалось, что получение записей о большом количестве необходимых частиц — долгий и трудоемкий процесс. Было сочтено проще, хотя и не столь точным, подсчитывать частицы сцинтилляционным методом.

Экспериментальная установка

Источником излучения α-частиц служил небольшой диск, покрытый полонием, который помещали в отводящую трубку, закрытую с одного конца экраном из сульфида цинка. Сцинтилляции подсчитывали обычным способом с помощью микроскопа на площади около одного квадратного мм экрана. В течение всего периода подсчета (5 дней), для коррекции распада, полоний ежедневно перемещали ближе к экрану, чтобы среднее число α-частиц, падающих на экран, оставалось практически постоянным. Сцинтилляции записывали на хронографическую ленту, замыкая электрическую цепь с помощью магнита в момент каждой сцинтилляции. Временные метки с интервалом в полминуты также автоматически записывались на ту же ленту.

После отдыха глаза подсчитывали сцинтилляции в течение 3-5 минут. Затем мотор работал, лента останавливалась, и глаз отдыхал несколько минут; затем следовал еще один интервал подсчета, и так далее. Было установлено, что можно подсчитать 2000 сцинтилляций в день, и всего было зарегистрировано 10 000. Затем записи на ленте систематически анализировались. Длина ленты, соответствующая отметкам в полминуты, была разделена на четыре равные части с помощью целлулоидной пленки, на которой были нанесены пять параллельных линий на равных расстояниях. Наклоняя пленку под

разными углами, внешние линии проходили через временные отметки, и подсчитывалось количество сцинтилляций между линиями, соответствующими интервалам в 1/8 минуты, по всей пленке. Таким методом была произведена коррекция медленных колебаний скорости мотора в течение длительного интервала, необходимого для наблюдений.

В эксперименте такого рода вариации вероятности не зависят от дефектов экрана из сульфида цинка. Основной источник ошибки — возможность пропустить некоторые сцинтилляции. Следующий пример (табл. 6.4)иллюстрирует полученный результат. Числа, указанные в горизонтальных линиях, соответствуют количеству сцинтилляций за последовательные интервалы в 7,5 секунд.

Длина ленты составляла около 14 см для интервала в одну минуту. Среднее количество частиц, полученное в результате подсчета 10 000 сцинтилляций, составило 31,0 в минуту. Будет видно, что для интервалов в 1/8 минуты количество сцинтилляций варьировалось от 0 до 10; для интервалов в одну минуту — от 25 до 42.

									Total per minute
1st minute	3	7	4	4	2	3	2	0	25
2nd	5	2	5	4	3	5	4	2	30
3rd	5	4	1	3	3	1	5	2	24
4th	8	2	2	2	3	4	2	6	31
5th	7	4	2	6	4	5	10	4	42

Таблица 6.4: Пример данных счета сцинтилляций α-частиц. Резерфорд и Гейгер, 1910 г. [224]

Распределение частиц по закону вероятности было любезно разработано для нас г-ном Бейтманом. Математическая теория приведена в качестве примечания к данной статье. Г-н Бейтман показал, что если x — истинное среднее число частиц, падающих на экран из постоянного источника в любой заданный интервал времени, то вероятность того, что n αчастиц будут наблюдаться в этом же интервале, определяется формулой

$$\frac{x^n}{n!}e^{-x}$$

. n здесь — целое число, которое может принимать все положительные значения от 0 до n. Значение x определяется путем подсчета большого числа сцинтилляций и деления на число интервалов. Вероятность того, что n частиц в заданном интервале времени, может быть сразу вычислена из теории.

В следующей таблице приведены результаты исследования групп частиц, встречающихся с интервалом в 1/8 минуты. Для удобства измерение ленты проводилось в четырех частях, результаты которых приводятся отдельно в горизонтальных столбцах I-IV.

Например (см. строка I), из 792 интервалов по 1/8 минуты, в которых было подсчитано 3179 частиц, количество интервалов, содержащих 3 частицы, составило 152. Объединив четыре столбца, видно, что из 2608 интервалов, содержащих 10 097 частиц, количество случаев, когда наблюдались 3 частицы, составило 525. Число, рассчитанное по уравнению, было тем же, а именно 525. Видно, что в целом теория и эксперимент находятся в отличном согласии.

Разница наиболее заметна для четырех частиц, где наблюдаемое число почти на 5 процентов больше теоретического. Число подсчитанных частиц было слишком мало, чтобы с уверенностью определить количество групп, ожидаемых при большом значении n, где вероятность появления очень мала. Будет отмечено, что соответствие между теорией и экспериментом хорошее даже для 10 и 11 частиц, где вероятность появления последнего числа в интервале составляет менее 1 части на 600. Близость соответствия, несомненно, случайна. Зависимость между теорией и экспериментом показана на рис. 1 для результатов, приведенных в таблице I (6.8), где ○ представляют наблюдаемые точки, а пунктирная линия — теоретическую кривую.

Number of α particles.	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	Number of α particles.	Number of intervals.	Average number.
I.	15	56	106	152	170	122	88	50	17	12	3	0	0	1	0	3179	792	4·01
II.	17	39	88	116	120	98	63	37	4	9	4	1	0	0	0	2334	596	3·92
III.	15	56	97	139	118	96	60	26	18	3	3	1	0	0	0	2373	632	3·75
IV.	10	52	92	118	124	92	62	26	6	3	0	2	0	0	1	2211	588	3·76
Sum	57	203	383	525	532	408	273	139	45	27	10	4	0	1	1	10097	2608	3·87
Theoretical values.	54	210	407	525	508	394	254	140	68	29	11	4	1	4	1			

Рис. 6.8: Результаты измерений Table I. Резерфорд и Гейгер, 1910 г. [224]

Результаты также были проанализированы для интервалов в 1/4 минуты. Это было сделано двумя способами, которые дают два разных набора чисел. Например, пусть A, B, C, D, E представляют собой количество частиц, наблюдаемых в последовательных интервалах в 1/8 минуты. Один набор результатов, приведенный в таблице A, получен путем сложения A+B, C+D и т. д.; другой набор, приведенный в таблице B, получен путем начала с интервалом в 1/8 минуты и сложения B+C, D+E и т. д.

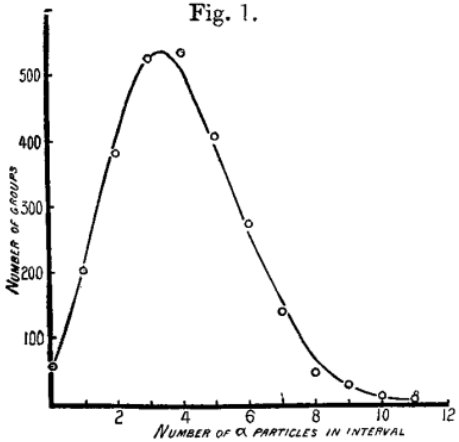


Рис. 6.9: Кривая вероятности регистрации. Резерфорд и Гейгер, 1910 г. [224]

Результаты приведены в прилагаемых таблицах. В последних горизонтальных столбцах приведена сумма значений в таблицах A и B и соответствующие теоретические значения.

В случаях с интервалами в 1/4 минуты соответствие между теорией и экспериментом не такое хорошее, как в первом эксперименте с интервалом в 1/8 минуты. Очевидно, что количество интервалов, в течение которых подсчитывались частицы, было недостаточно большим, чтобы получить правильное среднее значение даже для максимальных участков кривой вероятности, и тем более для начальных и конечных участков кривой, где вероятность возникновения мала. Однако, рассматривая результаты в целом для интервалов в 1/8 и 1/4 минуты, можно отметить существенное соответствие между теорией и экспериментом, а ошибки не превышают ожидаемых, учитывая сравнительно небольшое количество интервалов, в течение которых подсчитывались частицы.

Следовательно, мы можем заключить, что распределение частиц во времени соответствует законам вероятности и что частицы испускаются случайным образом. Насколько позволяют результаты проведенных экспериментов, нет никаких доказательств того, что изменение числа частиц от интервала к интервалу больше, чем можно было бы ожидать при случайном распределении.

Помимо их отношения к проблемам радиоактивности, эти результаты представляют интерес как пример метода проверки законов вероятности пу-

TABLE A.

Number of particles.	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	Whole number of scintillations.	Whole number of intervals.	Average number in one interval.
I.	0	3	4	7	17	35	42	60	71	49	46	22	19	11	2	5	1	2	0	0	0	0	3182	396	8·04
II.	0	2	3	6	19	33	34	56	32	34	27	24	11	7	5	3	1	1	0	0	0	0	2330	298	7·82
III.	0	0	6	8	25	39	39	51	42	38	26	17	11	6	5	2	1	0	0	0	0	0	2373	316	7·51
IV.	0	1	7	11	14	30	40	47	48	36	27	18	8	4	1	0	1	1	0	0	1	0	2214	294	7·53
Sum	0	6	20	32	75	137	155	214	193	157	126	81	49	28	13	10	4	4	0	0	1	0	10099	1304	7·74

TABLE B.

I.	0	2	4	9	21	35	46	56	68	48	35	30	15	12	6	8	0	0	0	0	1	0	3180	396	8·03
II.	0	1	5	7	21	27	38	46	40	38	28	16	12	9	3	5	0	1	0	1	0	0	2333	298	7·83
III.	0	0	5	12	32	38	32	41	36	50	32	14	11	6	5	1	0	0	0	0	0	1	2371	316	7·50
IV.	0	0	3	18	25	26	35	44	36	37	36	15	6	8	2	0	1	0	2	0	0	0	2210	294	7·52
Sum	0	3	17	46	99	126	151	187	180	173	131	75	44	35	16	14	1	1	2	1	1	1	10094	1304	7·74
Sum of Tables A & B	0	9	37	78	174	263	306	401	373	330	257	156	93	63	29	24	5	5	2	1	2	1	20193	2608	7·74
Theoretical values.	1·1	9	34	88	170	263	339	372	363	312	242	170	110	65	36	19	9	4	1·8	·72	·28	·10			

Рис. 6.10: Результаты измерений Table A B. Резерфорд и Гейгер, 1910 г. [224]

тем наблюдения за изменениями величин, участвующих в спонтанном материальном процессе. »

Далее следует математическое приложение Бейтмана.

О вероятностном распределении α-частиц

« Пусть λdt — вероятность того, что α-частица попадёт на экран за малый интервал времени dt. Если рассматриваемые интервалы времени малы по сравнению с периодом существования радиоактивного вещества, мы можем предположить, что λ не зависит от t. Теперь пусть$W_n(t)$ обозначает вероятность того, что n частиц а попадут на экран за интервал времени t, тогда вероятность того, что $(n+1)$ частиц попадут на экран за интервал $t+dt$, равна суммарной вероятности двух событий. Во-первых, $(n+1)$ α-частиц могут попасть на экран за интервал t, а ни одной за интервал dt. Вероятность этого события равна $(1-\lambda dt)W_{n+1}(t)$. Во-вторых, n α-частиц могут попасть на экран за интервал t, а одна за интервал dt; вероятность этого события равна $\lambda dt W_n(t)$. Следовательно,

$$W_{n+1}(t+dt) = (1-\lambda dt)W_{n+1}(t) + \lambda dt W_n(t). \tag{6.12}$$

Переходя к пределу, получаем

$$\frac{W_{n+1}}{dt} = \lambda(W_n - W_{n+1}). \tag{6.13}$$

Последовательно подставляя n=0, 1, 2, ..., получаем систему уравнений:

$$\begin{aligned}
\frac{W_0}{dt} &= \lambda W_0, \\
\frac{W_1}{dt} &= \lambda(W_0 - W_1), \\
\frac{W_2}{dt} &= \lambda(W_1 - W_2), \\
&\dots
\end{aligned}$$

которые имеют точно такую же форму, как и те, которые встречаются в теории радиоактивных превращений [34] , за исключением того, что периоды превращений пришлось бы считать всеми равными.

Уравнения можно решить, умножив каждое из них на $e^{\lambda t}$ и проинтегрировав. Поскольку $W_0(0) = 1, W_n(0) = 0$, мы последовательно получаем:

$$\begin{aligned}
&W_0 = e^{-\lambda t}, \\
&\frac{d}{dt}(W_1 e^{\lambda t}) = \lambda, \quad W_1 = \lambda t e^{-\lambda t}, \\
&\frac{d}{dt}(W_2 e^{\lambda t}) = \lambda^2 t, \quad W_2 = \frac{(\lambda t)^2}{2!} e^{-\lambda t}, \\
&\dots
\end{aligned}$$

и так далее. Наконец, получаем:

$$W_n = \frac{(\lambda t)^n}{n!} e^{-\lambda t}. \tag{6.14}$$

Среднее число α-частиц, попадающих на экран, за интервал t равно λt. Приравнивая это к x, видим, что вероятность попадания n α-частиц на экран за этот интервал равна

$$W_n = \frac{x^n}{n!} e^{-x}. \tag{6.15}$$

Если мы применим приведенную выше аналогию с радиоактивным превращением, теорема просто говорит нам, что количество первичного вещества, оставшегося после интервала времени t, равно $e^{-\lambda t}$, если в начале присутствовало единичное количество.

Вероятное число α-частиц, попадающих на экран в заданном интервале времени, равно

$$p = \sum_{n=1}^{\infty} n W_n = x e^{-x} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{x^{n-1}}{(n-1)!} = x. \tag{6.16}$$

Наиболее вероятное число получается путем нахождения максимального значения W_n.

Поскольку $\frac{W_n}{W_{n-1}} = \frac{x}{n}$, это отношение будет больше 1 до тех пор, пока $n < x$. Следовательно, если $n \lesseqgtr x$,

$$W_n \gtreqless W_{n-1};$$

Если $n = x, W_n = W_{n-1}$. Наиболее вероятное значение n — это следовательно, следующее целое число, большее x; однако, если x — целое число, то числа $x-1$ и x одинаково вероятны, и более вероятны, чем все остальные.

Значение λ, вычисленное путем подсчета общего числа α-частиц, попадающих на экран за большой интервал времени T, как правило, не будет истинным значением λ. Среднее отклонение от истинного значения λ вычисляется путем нахождения среднего отклонения общего числа λ α-частиц, наблюдаемых за время T, от истинного среднего числа λT.

Это среднее отклонение D (mittlerer Fehler) согласно определению Бесселя и Гаусса, является квадратным корнем из вероятного значения квадрата разности $N - \lambda T$, и поэтому задается рядом

$$D^2 = \sum_{n=0}^{\infty} (N - \lambda T)^2 \frac{(\lambda T)^N}{(N)!} e - \lambda T = \lambda T. \tag{6.17}$$

Следовательно, $D = \sqrt{\lambda T}$, и среднее отклонение от значения λ соответственно равно

$$\frac{D}{T} = \sqrt{\frac{\lambda}{T}}$$

Таким образом, оно обратно пропорциональна квадратному корню из длины интервала времени. Этот результат имеет ту же форму, что и классический результат, использованный Э. фон Швайдлером в упомянутой ранее статье [414]. »

6.2.4 Кэмпбелл-Харди - изучение флуктуационных явлений

Работа Нормана Кэмпбелла (при участии Харди) «The study of discontinuous phenomena» [306] заложила математический фундамент для анализа дискретных случайных флуктуаций (таких как радиоактивный распад или термоэлектронная эмиссия). Она описывает свойства суммарного сигнала, формируемого множеством независимых случайных импульсов, распределенных во времени или пространстве (так называемый *дробовой шум, или shot noise*).

« §1. Применение Кольраушем [415], Мейером и Регенером [216], и Гейгером [219] теории флуктуационных фон Швайдлера в испускании лучей

радиоактивным веществом для измерения заряда, переносимого частицей, открывает новое иважнейшее поле физических исследований.

Изобретательность метода всегда должна вызывать большой интерес к их работе, но он утратил большую часть своего непосредственного значения с тех пор, как Резерфорд и Гейгер измерили ту же величину более прямым и, вероятно, по существу более точным методом подсчета числа частиц, по одной за раз [208], [221].

Обоснование подробного обсуждения метода фон Швайдлера, которое приводится на следующих страницах, двояко. Во-первых, считается, что обсуждение четырьмя авторами, упомянутыми выше, принципов, согласно которым следует интерпретировать их наблюдения, не является ни исчерпывающим, ни полностью лишенным ошибок, и что более тщательное обсуждение позволит результатам, полученным по теории фон Швайдлера, соперничать по точности с результатами, достигнутыми Резерфордом и Гейгером. Во-вторых, следует помнить, что радиоактивность — не единственный изучаемый нами прерывистый процесс. Тенденция современной теории повсеместно заключается в замене непрерывности, которая была основой науки прошлого века, на прерывистость. Любой метод, особенно применимый к прерывистым процессам, несомненно, принесет результаты во всех областях исследований, и любые соображения, которые могут быть выдвинуты для объяснения такого метода, не лишены ценности; В настоящее время я занимаюсь попыткой применить этот метод к совершенно другой форме ионизационного тока.

§2. Желательно сначала изложить теорию фон Швайдлера в несколько более общей и несколько более точной форме. Автор этой теории использовал в своих вычислениях интеграл Бернулли от вероятности. Однако использование интегрального исчисления в этом случае может быть подвергнуто возражению, поскольку оно предполагает, что число возможных случаев, вероятность которых рассматривается, настолько велико, что явление, которое мы предлагаем исследовать, является разрывным, то есть его следует рассматривать как состоящее из конечного числа событий, а не из бесконечного: в некоторых случаях, к которым нам, возможно, придется применить нашу теорию, отнюдь не очевидно, что это число очень велико. Используя интегральное исчисление, мы предполагаем в наших математических рассуждениях утверждение, которое мы отрицаем в наших физических рассуждениях. Соответственно, мы должны ограничиться конечными величинами.

Рассмотрим серию из s испытаний, в каждом из которых должно произойти одно из двух взаимоисключающих событий A и B. Пусть вероятность события A равна p, а вероятность события B равна q. Тогда легко показать, что если событие A происходит m раз, а событие B происходит $m - s$ раз, то наиболее вероятное значение m равно ps и далее, что вероятность события

А происходит $ps - x$ раз равна

$$\frac{s!}{(ps-x)!(qs+x)!}p^{ps-x}q^{qs+x}. \tag{6.18}$$

Нам потребуется среднее значение «отклонения» x для очень большого числа (σ) наборов из s испытаний. Существует три *основные формы среднего значения*, $\overline{x^2}$, $\overline{x}$ и $|\overline{x}|$. ... В случае $p+q=1$ имеем

$$\overline{x^2} = spq, \tag{6.19}$$

$$\overline{x} = 0. \tag{6.20}$$

и

$$|\overline{x}| = \sqrt{\frac{spq}{2\pi}}, \tag{6.21}$$

если s велико [307].

Средние значения x^2 и x совпадают с теми, которые приводит фон Швайдлер для случая, когда s очень велико: но мы видим, чтоих форма совершенно не зависит от каких-либо предположений относительно порядка величины s, p, q. Но форма $|\overline{x}|$ не столь независима, и это среднее значение больше не будет использоваться.

При вычислении этих средних значений мы предположили, что берется «очень большое число» наборов из s испытаний. Желательно выяснить, насколько большим должно быть это число, чтобы уменьшить вероятную ошибку в пределах любых желаемых ограничений. Проблема очень похожа на проблему определения вероятной ошибки вычисленной вероятной ошибки набора наблюдений. Если s очень велико, то хорошо известно, что выражение, данное для вероятности «отклонения» x, может быть сведено теоремой Стирлинга к экспоненциальной форме, так что вероятность того, что значение x находится между x_1, и $x_1 + dx$, равна

$$\frac{h}{\sqrt{\pi}}e^{-h^2x_1^2}dx, \quad h = \frac{1}{\sqrt{2pqs}}. \tag{6.22}$$

Соответственно, вероятность того, что заданный набор σ значений x, x_1, x_2, $\ldots x_\sigma$, что $x_1^2 + x_2^2 + \ldots + x_\sigma^2 = \sigma a^2$, равна

$$\left(\frac{h}{\sqrt{\pi}}dx\right)^n e^{-h^2\cdot\sigma 2a^2} \tag{6.23}$$

Мы должны найти, что наши наблюдения дают нам значение $\sigma a^2 = \sum x^2$. Затем h выбирается таким образом, чтобы вероятность возникновения этого значения $\sum x^2$ была максимальной: мы находим

$$h^2 = \frac{\sigma}{2\sum x^2}, \text{ или } \overline{x^2} = \frac{1}{2h} = spq, \tag{6.24}$$

как и ранее.

Принимая эти значения, мы можем найти вероятность того, что h имеет значение $h + uh$: эта вероятность равна

$$\left(\frac{h+uh}{\sqrt{\pi}}dx\right)^n e^{-(h+uh)^2}\sigma a^2 = Ce^{-nu^2}, \tag{6.25}$$

где $C = \left(\frac{h}{\sqrt{\pi}}dx\right)^n e^{-h^2\sigma a^2}$.

Следовательно, «мера точности» h равна $\sqrt{n}$. Для того чтобы вероятная ошибка была меньше 1%, $\sqrt{n}$ должно быть больше 100 или n больше 10^4. Для достижения такой степени точности мы должны взять 10^4 наборов серий из s испытаний. Мы предположили, что s велико, но поскольку выражение для вероятности будет иметь почти одинаковую форму независимо от значения s, и поскольку нам требуется лишь приблизительное значение для меры точности, мы можем применить результат ко всем значениям s, которые могут возникнуть.

§3. Теперь применим эту теорему к случаям, которые, вероятно, возникают в физических исследованиях. Предположим, что очень большое число событий NT происходит за время T. Если мы сосредоточим наше внимание на периоде τ внутри T и малом по сравнению с ним, то вероятность того, что любое из этих событий произойдет в течение τ, равна $\frac{\tau}{T}$ следует отметить, что вероятность одинакова независимо от того, являются ли части τ смежными, так что τ является непрерывным, или же они разбросаны случайным образом.

Теперь возникновение событий NT соответствует s испытаниям, а события A и B соответствуют попаданию одного из событий NT соответственно в пределах или за пределами τ. Следовательно,

Если наблюдения проводятся в течение σ периодов, каждый длиной T, и если $N\tau+x_1, N\tau+x_2, \ldots N\tau+x_\sigma$, — количество событий, которые происходят в течение периода τ, то, будучи первым, вторым, $\ldots\sigma$-м наблюдениями, мы доказали, что

$$\overline{x^2} = NT\frac{\tau}{T}\left(1-\frac{\tau}{T}\right). \tag{6.26}$$

Если мы сделаем τ малым по сравнению с T, то получим

$$\overline{x^2} = N\tau. \tag{6.27}$$

В частном случае радиоактивности T — это время, в течение которого активность вещества не претерпевает существенного распада: события — это расщепление NT атомов. Если бы у нас был какой-либо прибор, который показывал бы количество атомов, распадающихся за любой период τ, короткий по сравнению с T, мы могли бы определить значение N, взяв достаточное количество наблюдений и приравняв к $N\tau$ суммы квадратов их отклонений от средних значений или «флуктуаций». Электрометр, подключенный к

ионизационной камере, которая могла бы подвергаться воздействию лучей вещества в течение известного времени, был бы таким прибором. Но следует отметить, что, хотя абсолютное значение средней «флуктуации» $\sqrt{\overline{x^2}} = \sqrt{N\tau}$ можно сделать сколь угодно большим, увеличивая период τ, отношение этого значения к значению общего числа испускаемых лучей за период τ равен $\frac{\sqrt{N\tau}}{N\tau}$ и уменьшается с увеличением τ. Численные расчеты показывают, что (если не использовать метод Резерфорда и Гейгера для увеличения эффекта, вызванного одним лучом) невозможно найти такое значение τ, при котором средняя флуктуация превышала бы вероятную погрешность измерения значения полного тока.

Соответственно, все, кто пытался применить теорию фон Швайдлера, использовали какой-либо метод балансировки, при котором средний полный ток уменьшается до нуля, так что флуктуации становятся флуктуациями относительно нуля, и учитывать нужно только их абсолютную величину. Их можно сделать настолько большими, насколько это необходимо, увеличив N и τ. Гейгер и, до него, Кольрауш, уравновешивали друг друга токи, обусловленные двумя независимыми радиоактивными источниками. Поскольку более поздние исследователи поставили под сомнение результаты Кольрауша, дальнейших ссылок на них не будет. Мейер и Регенер уравновешивали ток от одного радиоактивного источника с помощью резистора Бронсона, к клеммам которого прикладывалась компенсирующая разность потенциалов с помощью потенциометра. И эти две схемы являются примерами единственных двух принципов, которые кажутся возможными в любых измерениях такого рода.

Однако следует отметить, что, если показания прибора снимаются во время действия лучей, эти показания не будут указывать на значение флуктуации в момент наблюдения. Прибор обладает инерцией, и его показания в любой момент времени являются функцией флуктуаций за некоторый конечный период, предшествующий моменту наблюдения. В методе Гейгера можно было бы избавиться от инерции стрелки, удалив источники лучей после определенного периода действия и позволив прибору занять устойчивое положение перед снятием показаний. Но мы увидим, что такая процедура сопряжена с серьезными практическими трудностями: и этот метод неприменим к наблюдениям Мейера и Регенера из-за «инерции» сопротивления Бронсона.

Соответственно, перед нами стоит задача определить соотношение между наблюдаемыми флуктуациями, которые зависят от постоянных прибора, и реальными флуктуациями, которые зависят только от природы источника. Сначала рассмотрим метод Мейера и Регенера — §6.2.2, стр. 382.

§4. Пусть к системе электродов приложен заряд E, когда электрометр находится в нулевом положении и покоится. Если емкость системы электродов равна C, результирующий потенциал будет равен E/C. Если ток через сопротивление Бронсона пропорционален разности потенциалов между его клеммами, то эта разность потенциалов будет экспоненциально уменьшаться со временем, так что разность потенциалов, действующая на стрелку электрометра в момент времени t после передачи заряда, равна

$$E/Ce^{-pt} \tag{6.28}$$

где p — константа, зависящая только от природы сопротивления.

Пусть I — момент инерции иглы, μ — коэффициент затухания, k — коэффициент кручения, а KV — момент силы, действующий на иглу, когда разность потенциалов между квадрантами равна V. (Предполагается, что отклонение θ пропорционально постоянной разности потенциалов, приложенной к игле.) Тогда уравнение движения иглы после передачи заряда E имеет вид:

$$I\frac{d^2\theta}{dt^2} + \mu\frac{d\theta}{dt} + k\theta - K \cdot E/Ce^{-pt} = 0. \tag{6.29}$$

С учетом начальных условий решение выглядит следующим образом:

$$\theta = Aa^{-\alpha t} + Ba^{-\beta t} + Pe^{-pt}, \tag{6.30}$$

где

$$\alpha = \frac{\mu - \sqrt{\mu^2 - 4Ik}}{2I}, \qquad P = \frac{KE}{C(Ip^2 - \mu p + k)}, A = P\frac{\beta - p}{\alpha - \beta},$$

$$\beta = \frac{\mu + \sqrt{\mu^2 - 4Ik}}{2I}, \qquad B = P\frac{p - \alpha}{\alpha - \beta}.$$

Все эти величины можно определить с помощью соответствующих экспериментов на электрометре и сопротивлении. Для их точного определения потребовались бы определенная изобретательность и трудозатраты, но их можно определить с точностью, достаточной для целей данного исследования, методами, которые будут очевидны каждому. (См. §10.)

Легко показать, что при сделанных предположениях эффекты зарядов, передаваемых в любой момент времени $\tau_1, \tau_2, \ldots \tau_m$, такие же, как если бы стрелка находилась в нуле и покоилась в моменты передачи зарядов. Следовательно, отклонение в момент времени T, которое происходит после передачи всех m зарядов, будет определено формулой

$$\theta_T = \sum_{r=1}^{r=m} Aa^{-\alpha(T-t_r)} + Ba^{-\beta(T-t_r)} + Pe^{-p(T-t_r)}. \tag{6.31}$$

Теперь перенесём начало отсчёта времени на время T, которое является временем наблюдения. Обозначив t'_r время до момента наблюдения, в который была испущена r-я частица, получим

$$\theta_T = \sum_{r=1}^{r=m} Aa^{-\alpha t'_r} + Ba^{-\beta t'_r} + Pe^{-pt'_r} \tag{6.32}$$

$$= \sum_{r=1}^{r=m} f(t'_r) \tag{6.33}$$

θ_T является функцией как числа испущенных частиц, так и времени их испускания. В рассматриваемом нами случае мы не знаем этих времен и, следовательно, не можем определить число непосредственно из одного наблюдения. Но я покажу, что мы можем определить его из среднего значения большого числа наблюдаемых значений θ_T^2. (Позже станет ясно, почему мы должны брать среднее значение θ_T^2, а не $|\theta_T|$.) За основной принцип рассуждения я благодарен г-ну Г. Х. Харди, члену и преподавателю математики Тринити-колледжа в Кембридже, который указывает, что, хотя для решения проблемы не требуется сложный анализ, возникают интересные вопросы в области математики, которой уделялось мало внимания.

§5. Пусть период наблюдения будет разделён на m периодов $\tau = \frac{T}{m}$, так что $f(t'_r)$ можно считать разумно постоянной в течение любого одного периода τ. Общая длина периода наблюдения T (то есть время от момента изоляции электрода до момента проведения наблюдения) будет считаться одинаковой для всех наблюдений: но из формы $f(t'_r)$ ясно, что все периоды T можно считать равными, пока αT, βT и pT все велики по сравнению с единицей.

Пусть y_r — число частиц, испускаемых в течение r-го периода τ. Тогда в течение любого периода наблюдения y является функцией от r. В этом утверждении слово «функция» используется в самом широком смысле, а не в узком смысле, часто используемом в анализе. Кроме того, каждому значению r в течение любого периода T соответствует одно и только одно значение y_r. Запишем

$$y_r = \phi(r). \tag{6.34}$$

Функция $\phi(r)$ имеет разные формы в разные периоды T. Пусть будет ν периодов наблюдения, и пусть форма $\phi(r)$ в ρ-м периоде будет $\phi_\rho(r)$. Поскольку $\phi(r)$ может иметь большое количество форм, определенное значение можно придать выражению «вероятность того, что $\phi(r)$ имеет форму $\phi_\rho(r)$»: пусть Φ_ρ, будет этой вероятностью.

Пусть $N\tau + x_1, N\tau + x_2, \ldots N\tau + x_n$ — все возможные значения y: тогда $\phi_\rho(r)$ принимает m из этих значений в течение m периодов, на которые делится T. Вероятность появления любого значения x, согласно §2, равна

$$\frac{(NT)!}{(N\tau+x_r)!(NT-N\tau-x_r)!}\left(\frac{\tau}{T}\right)^{N\tau-x_r}\left(1-\frac{\tau}{T}^{NT-N\tau+x_r}\right)=\chi_r. \qquad (6.35)$$

Следовательно, вероятность того, что $\phi(r)$ имеет определенное m из возможных значений y, то есть вероятность того, что $\phi(r)$ имеет определенную форму, равна

$$\chi_1\chi_2\cdots\chi_m=\Phi_\rho. \qquad (6.36)$$

Теперь важно заметить, поскольку это существенный шаг в рассуждении, что значение Φ_ρ не зависит от порядка во времени, в котором встречаются определенные значения x_r. Φ_ρ остается тем же, если значения x_r одинаковы: оно не изменяется, если $x_r=a_u$, когда $r=u$ и a_v, когда $r=v$, вместо a_v, когда $r=u$ и a_u, когда $r=v$. То естьΦ_ρ полностью независимо от r.

Теперь, если $\phi(r)$ имеет вид $phi_\rho(r)$, то соответствующее значение θ_T^2 будет

$$\theta_T^2=\left[\sum_{r=1}^{r=m}\phi_\rho(r)f(r\tau)\right]^2. \qquad (6.37)$$

Вероятность этого значения θ_T^2 равна Φ_ρ: следовательно, сумма значений θ_T^2 за ν периодов наблюдения определяется следующим образом:

$$\sum_\nu\theta_T^2=\nu\sum_{\rho=1}^{\rho=\nu}\Phi_\rho\left[\sum_{r=1}^{r=m}\phi_\rho(r)f(r\tau)\right]^2. \qquad (6.38)$$

где первый знак суммирования обозначает суммирование относительно всех форм, которые $\phi(r)$ принимает в ν периодах.

§6. Теперь суммирование по большому числу форм функции не является процессом, для которого были разработаны методы. Значение правой части (6.38) нельзя найти прямым методом, но его можно найти с помощью следующего приема.

Разложив квадрат множителя в скобках, получаем

$$\sum_\nu\theta_T^2=\nu\sum_{\rho=1}^{\rho=\nu}\Phi_\rho\sum_{r=1}^{r=m}\sum_{s=1}^{s=m}\left[N^2\tau^2+N\tau(x_r+x_s)+x_rx_s\right]f(r\tau)f(s\tau). \qquad (6.39)$$

Поскольку Φ_ρ не зависит от r и s, мы можем поменять порядок суммирования и записать

$$\sum_\nu\theta_T^2=\nu\sum_{r=1}^{r=m}\sum_{s=1}^{s=m}\sum_{\rho=1}^{\rho=\nu}\Phi_\rho\left[N^2\tau^2f(r\tau)f(s\tau)+N\tau(x_r+x_s)f(r\tau)f(s\tau)+x_rx_sf(r\tau)f(s\tau)\right]. \qquad (6.40)$$

где внутренняя сумма означает, что мы берем среднее значение членов в квадратных скобках по всем периодам наблюдения, прежде чем суммировать их для периодов, на которые разделен один период наблюдения. Теперь $N\tau$ — это константа, и, как уже подчеркивалось, среднее значение x_r, или x_s; не зависит от r или s. Значение x в любом периоде T зависит от значения r, но вероятность того, что оно будет иметь это значение, не зависит от r.

Следовательно, среднее значение $(x_r + x_s)$ не зависит от $f(r\tau)f(s\tau)$, и мы можем вынести последний множитель вне суммы относительно ρ. Далее мы можем заметить, что среднее значение x_r, или x_s; равно нулю согласно §2: следовательно, среднее значение $(x_r + x_s)$ равно нулю, и среднее значение $x_r x_s$ равно нулю, за исключением случаев, когда $r = s$. (Следует помнить, что мы берем не среднее значение для разных значений r и s, а среднее значение для одинаковых значений в разные периоды, так что ни одно x_s не является членом $\sum x_r$) Таким образом, наше уравнение в конечном итоге сводится к

$$\sum_{\nu} \theta_T^2 = \nu \left\{ \sum_{r=1}^{r=m} \sum_{s=1}^{s=m} N^2 \tau^2 f(r\tau) f(s\tau) + \sum_{r=1}^{r=m} f^2(r\tau) \sum_{\rho=1}^{\rho=\nu} \Phi_\rho x_r^2 \right\}. \tag{6.41}$$

Но $\sum_{\rho=1}^{\rho=\nu} \Phi_\rho x_r^2$ это просто среднее значение x_r^2 для всех периодов T, то есть среднее значение x_r^2 для очень большого числа ν случаев, которые совершенно независимы. Согласно уравнению (6.27) выше, значение этого среднего равно $N\tau$, и, следовательно,

$$\sum_{\nu} \theta_T^2 = \nu \left\{ \sum_{r=1}^{r=m} \sum_{s=1}^{s=m} N^2 \tau^2 f(r\tau) f(s\tau) + \sum_{r=1}^{r=m} N\tau f^2(r\tau) \right\}. \tag{6.42}$$

Поскольку $f(r\tau)$ является непрерывной функцией от r, мы можем, с некоторыми оговорками, которые будут рассмотрены позже, заменить суммирование интегралами. Подставляя $t = dt$, получаем

$$\frac{1}{\nu} \sum_{r} \theta_T^2 = \overline{\theta_T^2} = N^2 \int_{t=0}^{t=T} dt f(t) \int_{t=0}^{t=T} dt f(t) + N \int_{t=0}^{t=T} dt f(t)^2. \tag{6.43}$$

или, помня о том, что

$$e^{-\alpha T} = e^{-\beta T} = e^{-pT} = 0,$$

$$\overline{\theta_T^2} = N^2 \left(\frac{A}{\alpha} + \frac{B}{\beta} + \frac{P}{p} \right) + N \left\{ \frac{A^2}{2\alpha} + \frac{B^2}{2\beta} + \frac{P^2}{2p} + \frac{2AB}{\alpha+\beta} + \frac{2BP}{p+\beta} + \frac{2PA}{p+\alpha} \right\}. \tag{6.44}$$

§7. θ_T — это отклонение стрелки от ее нулевого положения, но будет удобнее выразить (6.44) через отклонения стрелки от ее среднего положения $\overline{\theta_T}$. Если θ'_T обозначить отклонение от этого среднего положения

$$\theta_T^2 = \overline{\theta_T} + {\theta'_T}^2 \tag{6.45}$$

$$\text{поскольку } \sum \theta'_T = 0$$

$$\overline{\theta_T^2} = \overline{\theta_T}^2 + \overline{\theta'^2}_T \tag{6.46}$$

Но, используя аргумент, в точности аналогичный приведенному выше, можно показать, что

$$\overline{\theta_T} = N\left(\frac{A}{\alpha} + \frac{B}{\beta} + \frac{P}{p}\right). \tag{6.47}$$

Итак,

$$\overline{\theta'^2_T} = N\left\{\frac{A^2}{2\alpha} + \frac{B^2}{2\beta} + \frac{P^2}{2p} + \frac{2AB}{\alpha+\beta} + \frac{2BP}{p+\beta} + \frac{2PA}{p+\alpha}\right\}. \tag{6.48}$$

Мы обнаружили связь между неизвестным N (числом частиц, испускаемых в секунду) и величинами $\overline{\theta'^2_T}, A, B, P, \alpha, \beta, p$, которые известны, за исключением того, что касается заряда. E может быть исключено с помощью устройства Мейера и Регенера, которые, используя свой метод компенсации, измерили не $\overline{\theta'^2_T}$, а $\left(\frac{\overline{\theta'_T}}{\overline{\theta_T}}\right)^2 = \Delta^2$. Формула, применимая к их экспериментам, имет вид

$$\Delta^2 = \frac{1}{N}\frac{\frac{A^2}{2\alpha} + \frac{B^2}{2\beta} + \frac{P^2}{2p} + \frac{2AB}{\alpha+\beta} + \frac{2BP}{p+\beta} + \frac{2PA}{p+\alpha}}{\left(\frac{A}{\alpha} + \frac{B}{\beta} + \frac{P}{p}\right)^2}. \tag{6.49}$$

Поскольку E является множителем A, B и P, он исчезает в соотношении в правой части уравнения (6.49).

Попутно следует отметить, что этот аргумент нельзя применить к определению $|\overline{\theta_T}|$. Ибо вместо квадрата выражения в скобках в (6.38) мы должны иметь модуль этого выражения. Модуль нельзя разложить по степеням соответствующих переменных, и, соответственно, порядок суммирования нельзя изменить. Но от этого изменения порядка зависит весь аргумент. В любом случае целесообразно избегать использования $|\overline{\theta_T}|$, поскольку в §2 мы видели, что его значение можно найти с точностью только если $N\tau$ очень велико.

§8. Прежде чем перейти к подробному обсуждению применения этой теории к эксперименту, мы должны рассмотреть, насколько вероятно выполнение сделанных предположений в экспериментальных условиях.

(1) Мы предположили, что τ мало по сравнению с . Поскольку мы видели, что теория верна независимо от значения $N\tau$, ясно, что это предположение

не вызовет затруднений. Мы уже, заменяя суммы последних абзац интегралами, сделал τ бесконечно малыми по сравнению с постоянные времени прибора. Но — это весь период, в течение которого физические условия постоянны, и ясно что эксперимент будет поставлен так, чтобы они были постоянными за период, больший по сравнению со временем наблюдения.

(2) (1) — единственное условие, существенное для теории, но мы видели, что для получения вероятной ошибки менее 1%, мы должны провести очень большое количество наблюдений. Величина ν соответствует σ из §2, и, следовательно, для этого степень точности должна быть не менее 10%. Теперь ясно, что 10^4 наблюдений нельзя провести никаким способом, глядя на прибор и записывая наблюдение на бумаге: по благоприятной оценке, для этого процесса потребуется месяц непрерывных наблюдений, днем и ночью. Соответственно, мы должны начать наше обсуждение того, какие приборы следует использовать, рассмотрев, как следует проводить такое большое количество наблюдений.

§9. Очевидный метод получения такого большого количества наблюдений заключается в фотографической регистрации флуктуаций прибора и выведении значения $\overline{\theta_T'^2}$ из полученной кривой путем нахождения значения $\frac{1}{T}\int_0^T \theta_T'^2 dt$. Несложно было бы изобрести механический интегратор, который давал бы значение $\int y^2 dx$ для любой нерегулярной кривой, и, если бы этот прибор был чувствительным, его показания соответствовали бы среднему значению, взятому по очень большому числу случаев: фактически, если dx — наименьший интервал, в котором прибор может различать различные значения y, то интегрирование по длине x было бы эквивалентно $\frac{x}{dx}$ наблюдениям. Но на первый взгляд может показаться, что этот метод неоправдан, поскольку не все периоды T были бы независимыми. Но единственная зависимость между ними выражается как

$$\sum_{\rho=\rho_0}^{\rho=\rho_0+a} \phi(r_0)f(r_0) = \sum_{r=0}^{r=a} \phi_{\rho_0+r_0}(r)f(r) \tag{6.50}$$

соотношение, которое никоим образом не влияет на аргумент о том, что вероятное значение $\phi(r_0)$ не зависит от r_0: оно не зависит от всего, кроме $N\tau$, и, как было показано в §3, $N\tau$ не зависит от способа выбора τ. Или, если это доказательство кажется неубедительным, мы можем вспомнить, что среднее значение $\theta_T'^2$ для последовательных независимых периодов T должно быть одинаковым в любой момент времени (отдаленный на величину, превышающую T от момента изоляции), когда датируется первый период. Предложенный метод состоит не более чем в усреднении средних значений одинакового числа независимых периодов, начинающихся с разных моментов времени.

Опять же, можно утверждать, что этот метод ничего не добавляет к точности, поскольку одни и те же наблюдения используются снова и снова. Совершенно верно, что метод никак не уменьшает ошибки, вызванные

ошибочными наблюдениями θ'_T, но он уменьшает ошибки, возникающие из-за применения теории, в которой мы предположили $\nu = \infty$, к экспериментам, в которых ν конечно.

Мы также можем отметить, что фотография повышает точность наблюдения положения движущегося объекта. Единственное возражение против метода заключается в том, что большему весу придается наблюдениям в середине серии, чем наблюдениям в ее концах, но это возражение не кажется серьезным; если наблюдения действительно имеют одинаковый вес, то нет никакого вреда в том, чтобы приписывать больший вес случайной выборке.

§10. Рассмотрим теперь приборы, которые желательно использовать.

Во-первых, мы должны уметь определять их константы с точностью. Определение, несомненно, будет проводиться путем поднятия системы электродов (включая сопротивление) до известного потенциала ν и наблюдения за возвращением стрелки в нулевое положение. (См. §16 ниже.)

Уравнение движения стрелки в этом эксперименте будет следующим:

$$\theta = A'a^{-\alpha t} + B'a^{-\beta t} + P'e^{-pt}, \tag{6.51}$$

где α, β, p и

$$P' = \frac{KV}{Ip^2 - \mu p + k}, \quad A' = \frac{P(\beta - p) - V\beta}{\alpha - \beta},$$
$$B' = -\frac{P(\alpha - p) - V\alpha}{\alpha - \beta}.$$

Если величины α, β, p различны, найти их отдельные значения будет непросто: анализ кривой на три составляющие экспоненты требует больших трудозатрат, и результат вряд ли будет обладать высокой степенью точности. Но большинство электрометров и электроскопов являются либо просто периодическими, либо просто апериодическими, и их можно без особых трудностей настроить на граничное условие между этими двумя состояниями. Но в этом граничном состоянии

$$\sqrt{\mu^2 - 4Ik} = 0 \text{ и } \alpha = \beta. \tag{6.52}$$

Предположим, что $\beta = \alpha + \gamma$, где γ мало по сравнению с α. Учитывая значения констант A, B, A', B', наши уравнения претерпевают следующие упрощения. (6.51) становится

$$\theta = (V - P')a^{-\alpha t} + P'a^{-\beta t} + \gamma t B' e^{-pt}, \tag{6.53}$$

$f(t)$ сводится к

$$f(t) = P(e^{-pt} - e^{-\alpha t} - \gamma t B' e^{-pt}, \tag{6.54}$$

и (6.49) переходит в

$$\Delta^2 = \frac{1}{N}\frac{P^2\left(\frac{1}{2p}+\frac{1}{2\alpha}-\frac{2}{\alpha+p}\right)+P\left(\frac{\gamma B}{2\alpha^2}-\frac{\gamma B}{(p+\alpha)^2}\right)+\frac{\gamma^2B^2}{4\alpha^3}}{\left\{P(\frac{1}{p}-\frac{1}{\alpha})-\frac{\gamma B}{\alpha^2}\right\}^2}. \qquad (6.55)$$

Из (6.54) и (6.55) очевидно, что следует избегать почти равных значений p и α: ибо, если эти две величины равны, то два уравнения содержат только члены, включающие малую величину γ, которую трудно определить. Соответственно, мы должны сделать одну из двух величин p и α очень большой, а другую очень малой. Есть три причины, по которым α следует сделать большим, а p — малым.

1) Малое значение p соответствует большому значению сопротивления элемента Бронсона. Но чем больше это сопротивление, тем больше отклонение индикатора при заданном токе, проходящем через элемент. Поскольку легче измерить изменения величины одинаковой пропорциональности, когда эта величина велика, чем когда она мала, желательно, чтобы постоянное отклонение индикатора, соответствующее среднему току, было как можно больше.

(2) Большое значение α делает члены, содержащие неизвестную малую величину γ, пренебрежимо малыми. Любое незначительное отклонение от граничного состояния между периодичностью и апериодичностью будет несущественным.

(3) Если α велико, требуемые константы можно определить легче из уравнения (6.53). Поскольку p и α очень различны, значение членов, содержащих $e^{-\alpha t}$, можно найти из начала или конца наблюдаемой кривой распада, а значения членов, содержащих $e^{-\alpha t}$, из конца или начала, в зависимости от того, больше ли или меньше α, чем p. Если α велико, t будет малым для той части кривой, на которой определяется α, и член в γ будет иметь очень малое значение.

Все приведенные соображения указывают на то, что ячейку Бронсона следует выбрать с максимально высоким сопротивлением, а индикаторный прибор — с максимально коротким периодом. Поэтому представляется желательным использовать электроскоп с золотыми пластинами или кварцевым волокном вместо электрометра Долежалека. Единственное возражение против использования такого прибора заключается в том, что будет довольно сложно точно определить значение его постоянной времени $\frac{1}{\alpha}$, которая будет порядка одной секунды. Но следует помнить, что если α велико по сравнению с p, то члены в (21'), содержащие первую величину, малы по сравнению с членами, содержащими вторую. Более того, если движение прибора записывается с помощью фотографии, значение этой величины можно найти методом, аналогичным тому, который используется для измерения постоянных

струнного гальванометра Эйнтховена [310], [311], [312], [313]. Использование электрометра Долежалека представляется недопустимым, поскольку, если он непериодический, его постоянная времени будет настолько велика, что будет трудно сделать сопротивление Бронсона настолько большим, чтобы избежать приблизительного равенства между α и p.

§11. Это подробное обсуждение экспериментальных методов будет бесполезно, если нет оснований полагать, что метод не подвержен влиянию каких-либо неизбежных источников неточности. По-видимому, нет причин, по которым наблюдения не должны проводиться с очень высокой точностью, и представленная теория, насколько я могу судить, является полной и заслуживающей доверия. Давайте рассмотрим источники систематической ошибки, которые не могут быть устранены даже самым внимательным экспериментатором.

Во-первых, существует сопротивление Бронсона: ток, протекающий через этот прибор, подвержен флуктуациям, которые суммируются с флуктуациями, обусловленными наблюдаемым источником. Эти флуктуации можно уменьшить, используя β-лучи вместо α-лучей в качестве агента ионизации в сопротивлении: хотя потребуется гораздо большее количество β-частиц, и абсолютная погрешность, измеренная в количестве β-частиц, увеличится, количество ионов, производимых β-частицей, настолько меньше, чем количество ионов, производимых α-частицей, что абсолютная погрешность, измеренная в токе, будет меньше. Но против использования β-частиц есть возражение, что они не могут быть полностью поглощены воздухом, из которого изготовлен сопротивление, и, следовательно, могут возникать случайные флуктуации из-за изменений температуры и т. д. Но в любом случае погрешность, обусловленная сопротивлением, может быть устранена путем вычисления значения средних флуктуаций с помощью приблизительного значения заряда электрона. (Следует отметить, что, возможно, можно использовать какой-либо другой вид высокого сопротивления, но, вероятно, вся проводимость в конечном итоге является прерывистой, и мы знаем гораздо больше о проводимости газа, чем о проводимости твердого тела или жидкости.)

Во-вторых, существует источник погрешности в колебаниях других частей аппарата в течение периода наблюдения: наиболее вероятным источником проблем по этой причине являются ячейки, используемые для поддержания потенциала. Возможно, такие ошибки можно было бы оценить и устранить с помощью тщательно разработанных «контрольных» экспериментов.

Мейер и Регенер, кажется, предполагают, что ошибка может быть внесена конечностью времени, необходимого для того, чтобы заряд, полученный электродной системой, достиг устойчивого распределения в этой системе. Но с помощью простых арифметических вычислений легко показать, что ошибка от этого источника пренебрежимо мала. Ошибка может возникнуть только из-за колебаний электрометра, вызванных вибрацией заряда вокруг его

конечного положения. Теперь, если R — сопротивление вибрирующей цепи (в омах), Z — ее индуктивность (в генри), C — ее емкость (в фарадах), то период колебаний заряда равен

$$\frac{4\pi L}{\sqrt{\frac{4L}{C} - R^2}}$$

Теперь, взяв значения R, L, C, которые дадут максимально возможное значение периода, мы можем положить R=1, C=10^{-9}, L=10^{-9} (помня, что индуктивность в генри соленоида со 100 витками и площадью 1 см^2 составляет 10^{-6}). Тогда период составляет около 10^{-8} секунд. В экспериментах Гейгера, Мейера и Регенера число частиц, вылетающих в секунду, никогда не превышало 10^6: следовательно, период колебаний заряда мал не только по сравнению с периодом колебаний прибора, но и по сравнению со средним интервалом между двумя зарядами.

§12. Возможно, целесообразно прокомментировать работу Мейера и Регенера в свете высказанных соображений.

Мейер и Регенер не использовали фактическую теорию, которая была разработана, но они использовали её принцип. Они предположили, что $\overline{\Delta^2}$ пропорционально $1/N$ и что коэффициент пропорциональности зависит только от инструментальных констант: это предположение, как мы видели, оправдано. Соответственно, они были правы в своём ожидании, что, если одни и те же инструментальные установки используются повсюду, $\overline{\Delta^2}$ должно быть пропорционально $1/N$ для разных значений N. Поскольку они провели всего около 100 наблюдений $\overline{\Delta^2}$, они могли надеяться на соответствие между теорией и экспериментом примерно в 10%, вместо 1%, к которому мы стремились.

Наилучшая серия их результатов показывает такое совпадение, какое и следовало ожидать, но в других сериях значение $\overline{\Delta^2}$ для больших значений N было слишком велико по сравнению с таковым для малых значений. В первой серии использовался апериодический электрометр, во второй — периодический прибор. Из приведенной теории не очевидно, почему должно существовать такое различие между различными экспериментальными установками: единственное различие, сделанное в уравнении (6.49), заключается в том, что α и β являются комплексными, при периодической стрелке, и действительными, когда стрелка апериодическая.

Однако метод Мейера и Регенера наблюдения флуктуаций подлежит критике: они получили показание θ'_T только тогда, когда стрелка изменила направление движения в точке пика кривой флуктуаций. Теперь я не вижу причин выбирать пики для наблюдения в качестве предпочтительных точек по сравнению с любыми другими точками на кривой: эффект различных испускаемых частиц интегрируется приборами в пиках не менее сложным образом, чем когда стрелка постоянно движется в одном направлении.

Единственное оправдание выбора пиков заключается в том, что их легко наблюдать (поскольку стрелка находится в состоянии покоя) и что это точки, выбранные случайно. Теперь кажется вероятным, что может возникнуть тенденция игнорировать пики на кривой вблизи нулевого положения стрелки, когда общий диапазон флуктуаций невелик, и наблюдать все пики, которые находятся дальше от нулевого положения.

Эта тенденция будет тем более выраженной, чем больше диапазон флуктуаций и чем быстрее движение стрелки. По последней причине она будет более выражена у периодического прибора, чем у непериодического, а по первой причине она будет более выражена при большом суммарном токе. Соответственно, можно ожидать, что в случае периодической стрелки наблюдаемые значения $\overline{\Delta^2}$ будут слишком велики при больших значениях N по сравнению со значениями для меньших значений N. Это различие показано в таблицах Мейера и Регенера.

В целом, попытка Мейера и Регенера доказать форму соотношения между $\overline{\Delta^2}$ и $1/N$ кажется довольно удовлетворительной: но критику можно направить на их попытку вывести из $\overline{\Delta^2}$ абсолютное значение для $1/N$. Во-первых, они, кажется, полностью пренебрегают влиянием постоянной сопротивления Бронсона и практически пишут

$$\overline{\Delta^2} = \frac{1}{N} \cdot \alpha. \tag{6.56}$$

Если их абсолютное значение хорошо согласуется с тем, что выведено из других работ, то это может быть только потому, что p было мало по сравнению с α: но, несмотря на все их слова, p могло быть меньше α или, что еще хуже, равно α.

Мейер и Регенер также вводят любопытную поправку путем экстраполяции для емкости своей электродной системы. Я бы думал, что очевидно из общих соображений, что значение $\overline{\Delta^2}$ не зависит от емкости, как показано в (6.49), поскольку и $\overline{\theta_T}$, и $(\overline{\theta' 2_T})^{\frac{1}{2}}$ обратно пропорциональны емкости. Они экстраполируют для нулевой емкости: но, конечно, если емкость равна нулю, то флуктуации должны быть бесконечными, и значение $1/N$ — бесконечным.

Если экстраполяция вообще используется, то представляется более разумным экстраполировать для бесконечной емкости: такой процесс сводит к нулю член в p (уравнение (6.48)), которым они пренебрегают, — но, к сожалению, он сводит все остальные члены в том же соотношении.

Наконец, Мейер и Регенер, оценивая среднее значение Δ^2, делят $\sum \Delta^2$ на $n-1$, а не на n, где n — общее количество наблюдений. Мне кажется, здесь возникает путаница с определением вероятной ошибки переменной, заданной набором зависимых уравнений, из «остатков» этих уравнений после подстановки вероятного значения переменной. Но, похоже, в рассматриваемом нами случае нет величины, аналогичной «остаткам»: среднее колебание просто пропорционально средней «ошибке» в N.

Метод Гейгера

§13. Теперь перейдем к обсуждению метода Гейгера §6.2.1, стр. 375, в котором не использовалось сопротивление Бронсона, но ток, обусловленный одним лучевым источником, уравновешивался другим током, противоположным по знаку и, в среднем, равным по модулю, обусловленным другим источником. Отклонение стрелки представляет собой алгебраическую сумму отклонений, обусловленных двумя источниками.

Если мы рассмотрим только один источник, то уравнения, соответствующие (6.30) и (6.32), определяющие отклонение стрелки в любой момент времени после того, как из этого источника будет испущена одна или m частиц соответственно, можно найти непосредственно из этих уравнений, положив $p = 0$. Следовательно, используя те же обозначения, что и раньше,

$$\theta = A_1 a^{-\alpha t} + B_1 a^{-\beta t} + P_1, \tag{6.57}$$

где

$$P_1 = \frac{KE}{Ck}, A_1 = P_1 \frac{\beta}{\alpha - \beta}, B_1 = -P_1 \frac{\alpha}{\alpha - \beta}.$$

и

$$\theta_T = \sum_{r=1}^{r=m} A_1 a^{-\alpha t'_r} + B_1 a^{-\beta t'_r} + P_1 \tag{6.58}$$

$$= \sum_{r=1}^{r=m} F(t'_r) \tag{6.59}$$

§14. Пусть суффикс + во всех случаях обозначает величины, соответствующие одному источнику, а суффикс — обозначает величины, соответствующие другому источнику. Тогда очевидно, что (6.38) можно заменить на

$$\sum_{\nu} (\theta_{+T} + \theta_{-T})^2 = \nu \sum_{\rho=1}^{\rho=\nu} \Phi_{+\rho} \Phi_{-\rho} \left[\sum_{r=1}^{r=m} (\phi_{+\rho}(r) + \phi_{-\rho}(r)) F(r\tau) \right]^2. \tag{6.60}$$

где $\phi_{+\rho}(r)$ и $\phi_{-\rho}(r)$ могут иметь значения $N\tau + x_{+1}, \ldots N\tau + x_{+n}$ или $N\tau + x_{-1}, \ldots N\tau + x_{-n}$ соответсвенно, причем $N_+ = -N_-$.

Рассуждая точно так же, как и прежде, мы приходим к следующему уравнению, соответствующему (6.41),

$$\sum_{\nu} (\theta_{+T} + \theta_{-T})^2 = \sum_{\rho=1}^{\rho=\nu} F^2 f(r\tau) \sum_{s=1}^{s=m} \Phi_{+\rho} \Phi_{-\rho} (x_{+r} + x_{-r})^2. \tag{6.61}$$

Теперь $\sum_{s=1}^{s=m} \Phi_{+\rho}\Phi_{-\rho}(x_{+r}+x_{-r})^2$ среднее значение $(x_{+r}+x_{-r})^2$ для очень большого числа значений этой величины. Но согласно известной теореме теории вероятностей, среднее значение $(a \pm b)^2$ равно $(\bar{a}^2+\bar{b}^2)^2$, если a и b независимы. Но среднее значение x_{+r}^2 и x_{-r}^2 одинаково и равно, согласно (6.27), $2N\tau$. Следовательно, мы получаем вместо (6.43),

$$\frac{1}{\nu}\sum_r(\theta_{+T}+\theta_{-T}) = 2N\int_{t=0}^{t=T} dtF^2(t) \tag{6.62}$$

$$= 2N\left\{\frac{A_1^2}{2\alpha}+\frac{B_1^2}{2\beta}+P_1^2+\frac{2A_1P_1}{\alpha}+\frac{2P_1B_1}{\beta}+\frac{2A_1B_1}{\alpha+\beta}\right\}. \tag{6.63}$$

или с обозначениями u, v

$$\overline{\Delta'^2} = 2N(uT+v). \tag{6.64}$$

Теперь, поскольку $\overline{\Delta'^2}$ зависит от T, мы не можем напрямую сравнивать значения Δ' для разных значений T. То есть, если мы запишем фотографически, как предложено в §10, значения
$Delta'^2$ для всех значений T, мы не можем поставить $2N$ (среднее значение всех этих значений Δ'^2). Мы должны сравнивать значения Δ'^2 для разных значений T, разделив каждое значение Δ'^2 на соответствующее значение $uT+v$, а затем взять среднее значение. $\frac{\Delta'^2}{uT+v}$. Мы даже не можем, как может показаться на первый взгляд, взять разность значений Δ' для ряда моментов времени, отличающихся на T, и приравнять среднее значение квадратов этих разностей к $2N(uT+v)$: поскольку такая процедура подразумевала бы ложное утверждение, что

$$\overline{|\Delta'_1-\Delta'_2|} = \overline{\Delta_1'^2}-\overline{\Delta_2'^2}$$

Соответственно, трудозатраты на определение значения N из наблюдаемых флуктуаций будут значительно больше, чем в методе Мейера и Регенера, поскольку было бы сложно построить механический интегратор, который должен был бы давать значение $\int \frac{y^2}{(ax+b)}$ для полностью нерегулярной кривой.

§15. Что касается выбора приборов для этого метода, выводы, сделанные при рассмотрении метода Мейера и Регенера, остаются в силе. Поскольку p равно нулю, нет необходимости рассматривать соотношение между периодами электрометра и сопротивлением, но все же желательно, чтобы α было очень большим. Поскольку существует некоторая неопределенность в определении значения этой величины: поскольку важность членов, содержащих α, по сравнению с членом $P1^2T$, который не содержит α, уменьшается с увеличением α, очевидно, желательно сделать α как можно больше, то есть использовать электроскоп с как можно более коротким периодом.

В целом, метод Гейгера кажется менее удовлетворительным, чем метод Мейера и Регенера для наблюдений за явлениями, для которых оба метода, в принципе, одинаково применимы. Но легко представить обстоятельства, при которых метод Гейгера был бы применим, а метод Мейера и Регенера — нет: например, целью эксперимента могло бы быть обнаружение разрыва в разности между двумя источниками, и действительно, в настоящее время я занимаюсь проведением таких экспериментов. Поэтому целесообразно рассмотреть метод Гейгера более подробно.

§16. Следует отметить, что теория метода Гейгера, которая только что была разработана, не отражает никаких практически применимых экспериментальных условий. Невозможно точно свести величину p к нулю. Во-первых, всегда существует «утечка изоляции», которая действует как сопротивление Бронсона и устанавливает предел отклонения, которое индикаторный прибор достигнет при воздействии конечного тока в течение бесконечного времени. Но эту утечку можно (хотя и с большим трудом) сделать настолько малой, что значения T можно выбрать так, чтобы αT' было очень большим, а pT очень малым. В таком случае метод Гейгера можно было бы применить, согласно только что приведенной теории. Но в большинстве случаев, к которым метод, вероятно, будет применяться, также существует «кажущаяся утечка изоляции», что является гораздо более серьезной проблемой. Следует помнить, что ни один ионизационный ток не является по-настоящему идеально «насыщенным». Часто можно достичь состояния, при котором увеличение действующей разности потенциалов с 1000 до 2000 вольт не увеличивает ток более чем на 0,001 от его значения, но это не доказывает, что увеличение разности потенциалов на 1 вольт не может вызвать увеличение тока на одну миллионную долю. А изменение на одну миллионную долю может быть чрезвычайно важным, когда нас интересуют мельчайшие различия в величинах двух сбалансированных токов, очень близких по величине. Следствием отсутствия идеального насыщения является уменьшение тока, обусловленного любым из источников, когда потенциал электрода имеет знак, соответствующий преобладанию тока, обусловленного этим источником: это устанавливает конечный предел потенциала, которого может достичь электрод, уменьшает величину флуктуаций и во всех отношениях действует как утечка изоляции.

Ошибки из этого источника, даже если бы я и предполагал их наличие, были бы отвергнуты как несущественные, если бы у меня не было реального опыта их обнаружения. Я обнаружил, что ложная утечка тока изоляции представляет собой очень серьезную проблему при работе с токами, для которых насыщение, вероятно, будет достигнуто гораздо легче, чем в случае лучевых токов; эти токи обусловлены фотоэлектрическим эффектом в очень высоком вакууме. При работе с этими токами насыщение, проверенное обычным методом, идеально при 50 вольтах: проверенное путем уравновешивания

двух токов и последующего наблюдения за затуханием разности потенциалов, приложенной к общему электроду, насыщение не идеально даже при разности потенциалов в 500 вольт, хотя оно гораздо более близко к идеальному, чем при 50 вольтах.

Существование этой ложной утечки тока изоляции сводит метод Гейгера к методу Мейера и Регенера. p имеет конечное значение, которое можно найти, наблюдая за затуханием разности потенциалов. подается на электрод, когда два тока уравновешиваются. Следует отметить, что эта кажущаяся утечка изоляции влияет также на эксперименты Мейера и Регенера: в этом случае значение p также должно быть найдено, когда измеряемый ток протекает через сопротивление Бронсона и приложено компенсирующее разность потенциалов.

§17. Остается лишь несколько замечаний о работе Гейгера.

(1) Прежде всего, следует отметить, что, взяв всего около 100 наблюдений флуктуаций, Гейгер, подобно Мейеру и Регенеру, внес вероятную ошибку порядка 10%. Поскольку соответствие, которое он обнаружил между теорией и экспериментом, было такого порядка точности, может показаться, что в других отношениях его работа была удовлетворительной. Но

(2) Мне кажется, что Гейгер использовал совершенно неадекватную и неточную теорию при интерпретации своих наблюдений. Он предполагает, как Мейер и Регенер, что значение его флуктуаций зависит только от констант его приборов, но уравнение (33) показывает, что оно также является функцией времени наблюдения. Достаточно лишь самого общего соображения, чтобы показать, что в методе Гейгера (при условии отсутствия существенной утечки изоляции) эффекты частиц, отделившихся в отдаленный момент времени, столь же важны, как и эффекты тех, которые отделились непосредственно перед моментом наблюдения: среднее значение флуктуаций за любой короткий период должно зависеть от расстояния этого периода от момента изоляции электрода. Но Гейгер суммирует все свои флуктуации, независимо от времени наблюдения, как если бы они были сопоставимы. Таким образом, мне кажется, что ожидание Гейгера получить результат, хотя бы приблизительно соответствующий предсказанному другими работами, было оправдано только в том случае, если бы у него была большая ложная утечка изоляции. Если такая утечка существует, то метод Гейгера сводится к методу Мейера и Регенера, и все наблюдения на расстоянии, превышающем определенное, от момента изоляции сопоставимы. Наличие утечки изоляции также объяснило бы, почему «время колебания стрелки» (5.5 сек.) намного меньше, чем у большинства электрометров Долезалека: ведь период между двумя пиками мог тогда зависеть не от колебаний стрелки, а от периода затухания его квази-«бронсоновского» сопротивления. Но если это предположение верно, он полностью пренебрег реальным временем колебания своей стрелки.

(3) В качестве небольшого замечания можно отметить, что Гейгер, пытаясь использовать теорию фон Швайдлера, принимает $\overline{\Delta'} = \sqrt{Nt}$. Точнее $\overline{\Delta'} = \sqrt{\frac{2Nt}{\pi}}$ для одного источника лучей и $2\sqrt{\frac{Nt}{\pi}}$ — для двух независимых источников (погрешность около 20%,). Величина, которая должна быть равна $\sqrt{Nt}$, равна $\sqrt{\overline{\Delta'^2}}$, как я уже указывал, кажется невозможным найти полное выражение для значения $|\Delta'|$ через N и приборные константы.

Ввиду этих источников ошибок трудно избежать вывода о том, что близкое соответствие, обнаруженное Гейгером между предсказанием и экспериментом, было в основном случайным.

В заключение я должен выразить свою глубочайшую благодарность г-ну Г. Х. Харди за его неоценимую помощь в SS5—8: основной принцип аргумента принадлежит ему, а не мне; сэру Дж. Дж. Томсону, который указал на несколько ошибок в первоначальных расчетах; и также г-ну Т. Х. Лаби, чья острая критика впервые привлекла мое внимание к предмету и значительно помогла в достижении ясных идей.

Краткое содержание.

§ 1—3. Незначительная модификация и обобщение теории фон Швайдлера о флуктуациях излучения лучей радиоактивным веществом.

§§ 4—7. Рассмотрение теории эксперимента Мейера и Регенера, основанной на работе фон Швайдлера.

§§ 8—12. Применение этой теории к экспериментальным установкам.

§§ 13—17. Теория эксперимента Гейгера в том же направлении.»

Комментарий

Кемпбелл продолжил теоретический анализ фон Швайдлера (см. §6.1.1). Он подробно изучает вопрос погрешности измерений. И выписывает в явном виде дифференциальные уравнения движения стрелки измерительного прибора и получает численные соотношения для величины флуктуационных отклонений от средних значений.

Результаты статьи [306], сыграли важную роль в развитии нескольких областей науки:

- Теории вероятностей и математической статистики (*теория случайных процессов*)
- Статистической физики и радиофизики
- Теории массового обслуживания и стохастической геометрии

Подробное исследование средней величины квадратичных флуктуаций помимо средних значений легли в основу ряда современных измерительных методов. Например, измерение потоков нейтронов на токамаках, см.

«Investigation of Campbell mode with automatic calibration operated in fission chamber-based neutron flux monitoring system on EAST» [314].

Кемпбелл весьма подробно анализирует публикации Мейера-Регенера [216] и Гейгера [219]. В его обсуждении содержится достаточно много критических замечаний по вопросам измерений и анализа данных этими авторами.

В этой связи следует заметить, что в 1910 г. Кемпбелл предпринял собственные измерения флуктуаций световых квантов [308], [309]. Его исследования были в основном неудачны, и этот факт указывает на сложность таких измерений, особенно в пионерских работах.

Следующий шаг в осмыслении флуктуаций был сделан в 1918 г. Вальтером Шоттки в статье «Über spontane Stromschwankungen in verschiedenen Elektrizitätsleitern» [315]. Он рассмотрел спектральную плотность флуктуаций тока. *Дробовой шум* — основная составляющая внутренних шумов большинства радиоэлектронных устройств, которые приводят к аддитивному искажению слабых полезных сигналов и ограничивают отношение сигнал/шум чувствительных электронных усилителей.

6.2.5 Теория массового обслуживания — Эрланг

Параллельно с изучением флуктуаций были заложены основы *теории массового обслуживания*. Первый шаг был сделан Агнером Эрлангом в 1909 г. в статье « The theory of probabilities and telephone conversations» [316]. Было введено пуассоновское распределения в задачи о трафике и создание фундамента для современных телекоммуникационных сетей. Закрепила статус новой науки публикация 1917 г. « Solution of some Problems in the Theory of Probabilities of Significance in Automatic Telephone Exchanges» [317], где были впервые были представлены знаменитые формулы для расчета потерь (Erlang B) и времени ожидания (Erlang C).

Среднее число событий и время ожидания обслуживания

В первой статье [316] делает ряд оценок загрузки телефонной сети. В предположении малой вероятности одновременных событий (звонков), он показывает, что если среднее число запросов равно m, то вероятность регистрации x событий равно

$$S_x = \frac{m^x}{m!} e^{-m}, \tag{6.65}$$

т.е. подчиняется *распределению Пуассона*.

Далее он выводит формулу для времени ожидания $f(z)$ в очереди на

обслуживание при времени установления соединения t.

$$f(z) = (1-t)\left(e^z + \frac{e^{z-t}(t-z)}{1!} + \frac{e^{z-2t}(2t-z)^2}{2!} + \ldots + \frac{e^{z-nt}(tn-z)^n}{n!}\right), \tag{6.66}$$

Эрланг составил краткую таблицу для значений времени ожидания $f(z)$ в единицах времени установления соединения — табл. 6.11.

Table 1. Values of $f(z)$.

z \ t	0.0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0
0.0	1.000	0.900	0.800	0.700	0.600	0.500	0.400	0.300	0.200	0.100	0.000
0.1	1.000	0.995	0.884	0.774	0.663	0.553	0.442	0.332	0.221	0.111	0.000
0.2	1.000	1.000	0.977	0.855	0.733	0.611	0.489	0.366	0.244	0.122	0.000
0.3	1.000	1.000	0.991	0.945	0.810	0.675	0.540	0.405	0.270	0.135	0.000
0.4	1.000	1.000	0.998	0.967	0.895	0.746	0.597	0.448	0.298	0.149	0.000
0.5	1.000	1.000	0.999	0.983	0.923	0.824	0.659	0.495	0.330	0.165	0.000
0.6	1.000	1.000	1.000	0.992	0.947	0.856	0.729	0.547	0.364	0.182	0.000
0.7	1.000	1.000	1.000	0.996	0.965	0.885	0.761	0.605	0.403	0.201	0.000
0.8	1.000	1.000	1.000	0.998	0.977	0.910	0.792	0.635	0.445	0.223	0.000
0.9	1.000	1.000	1.000	0.999	0.984	0.931	0.822	0.665	0.470	0.246	0.000
1.0	1.000	1.000	1.000	0.999	0.990	0.947	0.849	0.694	0.495	0.261	0.000
1.1	1.000	1.000	1.000	1.000	0.993	0.958	0.872	0.722	0.520	0.276	0.000
1.2	1.000	1.000	1.000	1.000	0.995	0.967	0.891	0.749	0.545	0.292	0.000
1.3	1.000	1.000	1.000	1.000	0.997	0.975	0.906	0.773	0.569	0.307	0.000
1.4	1.000	1.000	1.000	1.000	0.998	0.980	0.920	0.794	0.592	0.323	0.000
1.5	1.000	1.000	1.000	1.000	0.999	0.985	0.932	0.812	0.614	0.339	0.000
1.6	1.000	1.000	1.000	1.000	0.999	0.988	0.942	0.829	0.635	0.354	0.000
1.7	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	0.991	0.950	0.845	0.653	0.369	0.000
1.8	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	0.993	0.957	0.859	0.671	0.384	0.000
1.9	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	0.994	0.964	0.872	0.688	0.397	0.000
2.0	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	0.996	0.969	0.884	0.705	0.411	0.000

Рис. 6.11: Время ожидания обслуживания. Эрланг, 1909 г. [316]

Вычисления проведены с использованием результатов Йохана Йенсена в 1902 г. [318]. Впервые вопрос о загрузке телефонной сети сформулировал Фриц Йохансен в публикациях [319], [319] в 1910-1911 гг.

Таким образом, с использованием теории Эрланга, стало возможным оценивать вероятность регистрации нескольких событий за характерное время работы электронных устройств.

С развитием электронных методов обработки сигналов с детекторов, теория массового обслуживания стала использоваться в физическом экспери-

менте повсеместно. См., например, коллективную монографию 1959 г. «Статистика отсчетов при регистрации ядерных частиц» [5].

6.3 Проверка гипотез

6.3.1 Проверка гипотезы о виде распределения

Заметка Сноу «Note on the Paper by Prof. E. Rutherford, F.R.S., and H. Geiger, Ph.D., on 'The Probability Variations in the Distribution of α Particles'» [225] по статье [224] — наверное, одна из первых публикаций, посвящённых *статистической проверке гипотез для экспериментальных данных.*

«В журнале Phil. Mag. за октябрь прошлого года профессор Резерфорд и доктор Гейгер опубликовали статью с вышеуказанным названием, к которой прилагалась математическая заметка г-на Бейтмана [224] (см. §6.2.3). Последняя показала, что если x — истинное среднее число частиц, падающих на экран из постоянного источника за заданный интервал времени, то вероятность того, что n αчастиц будут наблюдаться за тот же интервал времени, определяется формулой (6.15).

$$W_n = \frac{x^n}{n!} e^{-x}.$$

Полученные экспериментаторами значения были сравнены с значениями, полученными из вышеприведенного выражения, и был сделан вывод, что «в целом теория и эксперимент находятся в отличном согласии».

Поскольку распределение данных имеет общую форму, часто встречающуюся во многих областях статистики, представляет интерес сравнить числа, приведенные в статье, с числами, полученными путем аппроксимации экспериментальных результатов идеальной частотной кривой, а также оценить «качество аппроксимации» последней теоретическими значениями. Теория идеальных частотных кривых была разработана профессором Карлом Пирсоном [226], и используемая здесь нотация — это та, которую он придумал.

Используя данные экспериментов за интервалы в 1/8 минут (Табл. 6.8, стр. 394, предпоследняя строка), были получены следующие статистические константы:

$$\begin{aligned} \mu_1 &= 0. \\ \mu_2 &= 3.6114. & \beta_1 &= 0.2451 \\ \mu_3 &= 3.3979 & \beta_2 &= 3.5265 \\ \mu_4 &= 45.9922 \end{aligned}$$

Обращение к таблицам Ринда [229] показывает, что распределение находится как раз в пределах области *распределения Пирсона типа IV*, но довольно близко к типу *распределения Пирсона типа V*. Уравнение первого из них имеет вид

$$y = y_0 (x^2 + a^2)^{-m} e^{-r \tan^{-1} x/a} \tag{6.67}$$

и второго

$$y = y_0 x^{-p} e^{\gamma x} \tag{6.68}$$

Поскольку последнюю (6.68) построить гораздо проще, чем первую (6.67), к данным была подогнана кривая типа V (с учетом дополнительных констант, асимметрия составила 0.2335). Кривая показана на диаграмме, ступенчатая фигура показывает соответствующие экспериментальные частоты. Площади участков кривой, ограниченных ординатами, определенными по данным, показаны ниже, также приведены соответствующие теоретические значения и экспериментальные данные. Последние пять наблюдений объединены, поскольку их нельзя было точно измерить отдельно с помощью планиметра.

Experimental values	57	203	383	525	532	408	273	139	45	27	16
Theoretical values	54	210	407	525	508	394	254	140	68	29	21
Values from Curve	57	216	399	553	533	391	252	123	49	24	12

Таблица 6.5: Данные, использованные Сноу [225]

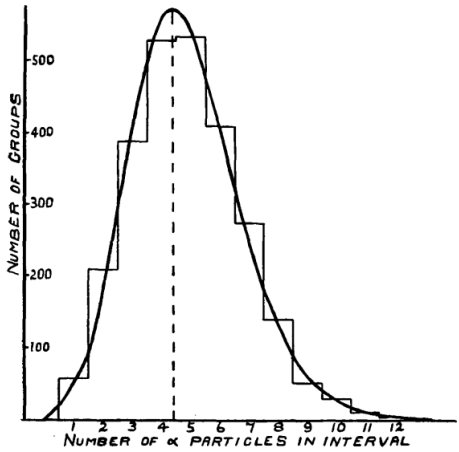


Рис. 6.12: Гистограмма числа α-частиц [225]

Для оценки «соответствия» по публикациям Карла Пирсона 1900 г. «On the Criterion that a Given System of Deviations from the Probable in the Case of a Correlated System of Variables Is Such That It Can Be Reasonably Supposed to Have Arisen from Random Sampling» [227] и Вильяма Элдертона «Tables for Testing the Goodness of Fit of Theory to Observation» [228] экспериментальных значений кривой мы получаем $\chi^2 = 9.6270$ и $P = 0.474$. Для теоретических

и экспериментальных значений значения равны $\chi^2 = 13.9826$ и $P = 0.173$. В последнем случае, следовательно, в одной из шести попыток случайная выборка привела бы к системе чисел, более сильно отклоняющейся от теории, чем фактически наблюдаемые значения. Соответствие можно считать удовлетворительным. В первом случае соответствующая вероятность составляет один к двум, или в три раза лучше. Но это достигается за счет использования дополнительных констант и не должно рассматриваться как противоречие выводам авторов о том, что «насколько дальнейшие были проведены эксперименты, нет никаких доказательств того, что вариация числа частиц от интервала к интервалу больше, чем можно было бы ожидать в случайном распределении».

В случае 1/4 минутных интервалов можно также определить «соответствие» двух рядов рисунков (один получен экспериментальным путем, а другой – теоретическим), приведенных внизу страницы 396. Здесь $\chi^2 = 14.9953$ и $P = .31$, наблюдения в конце диапазона объединены, как и прежде.

Судя по приведенным данным, согласие между теорией и экспериментом в случае 1/4-минутных интервалов лучше, чем в интервалах в 1/8 минут, что противоречит выводу авторов статьи. Однако это можно объяснить очень плохим согласием между экспериментом и теорией в случае 1/8 частиц на интервал в последних экспериментах. Здесь теория дала 68, в то время как эксперимент показал только 45, и это расхождение внесло не менее 7.78 в общее значение (13.98) χ^2.

Идеальное распределение частот также можно получить из данных, приведенных для экспериментов с 1/4-минутными интервалами. Для них $\beta_1 = .2283$ и $\beta_2 = 3.6429$, и распределение прошло превращаясь в истинную кривую типа IV, вместо того чтобы находиться на границе между типами IV и V, как в случае эксперимента с интервалом в 1/8 минуту.

6.3.2 Статистические критерии соответствия

В заметке Сноу ключевую роль играет методика оценки «соответствия» экспериментальных данных теоретическим. При этом он ссылается на публикации Карла Пирсона [227] и Вильяма Элдертона [228].

Поясним для читателя содержание этих работ.

Пирсон — Теоретический критерий χ^2

1900 г. «On the Criterion that a Given System of Deviations from the Probable in the Case of a Correlated System of Variables Is Such That It Can Be Reasonably Supposed to Have Arisen from Random Sampling» [227]

« Цель данной работы — исследовать критерий вероятности на любой теории наблюдаемой системы ошибок и применить его для определения качества подгонки в случае частотной кривой.

(1) Предварительное утверждение. Пусть $x_1, x_2, \ldots x_n$, — система отклонений от средних значений n переменных со стандартными отклонениями $\sigma_1, \sigma_2, \ldots \sigma_n$ и корреляциями $r_{12}, r_{13}, \ldots r_{n-l,n}$.»

Пирсон конструирует *матрицу корреляций* $R = r_{ij}$ и строит *поверхность частот* на основе миноров матрицы R.

Далее стоится обощенный «эллипсоид»

$$\chi^2 = S_1 \left(\frac{R_{pp}}{R} \frac{x_p^2}{\sigma_p^2} \right) + S_2 \left(\frac{R_{pp}}{R} \frac{x_p x_q}{\sigma_p \sigma_q} \right) \tag{6.69}$$

где R_{pp}, R_{pq} — миноры, получаемые вычеркиванием столбцов и строк, $S_1 = \sum_p R_p$, $S_2 = \sum_{p,q} R_{pq}$.»

Затем эллипсоид приводится к главным осям $X_1, X_2, \ldots X_n$.

... Тогда вероятность системы ошибок с частотой, равной или большей, чем χ, обозначаемой X, определяется следующим образом:

$$P = \frac{\left[\int \int \int \ldots e^{-\frac{1}{2}\chi^2} dX_1 dX_2 \ldots dX_n \right]_{\chi}^{\infty}}{\left[\int \int \int \ldots e^{-\frac{1}{2}\chi^2} dX_1 dX_2 \ldots dX_n \right]_{0}^{\infty}} \tag{6.70}$$

числитель представляет собой n-кратный интеграл от эллипсоида χ до эллипсоида ∞, а знаменатель — n-кратный интеграл от эллипсоида 0 до эллипсоида ∞».

Далее путем пространственных преобразований автор получает

$$P = \frac{\int_{\chi}^{\infty} e^{-\frac{1}{2}\chi^2} \chi^{n-1} d\chi}{\int_{0}^{\infty} e^{-\frac{1}{2}\chi^2} \chi^{n-1} d\chi} \tag{6.71}$$

« Это мера вероятности того, что сложная система с n ошибками будет возникать с частотой, равной или превышающей частоту возникновения ошибок в наблюдаемой системе. »

« (2) Как только мы узнаем наблюдаемые отклонения и вероятные ошибки (или σ) и корреляции ошибок в любом случае, мы можем найти χ из (6.69), а затем оценка (6.71) дает то, что представляется довольно разумным критерием вероятности возникновения такой ошибки при случайном выборе. »

Далее показано, как вычисляется оценка (6.71) раложением в ряд.

(3) Теперь применим приведенные выше результаты к задаче соответствия наблюдаемого теоретического распределения частот. Пусть существует $(n+1)$-кратная выборка, и пусть наблюдаемые частоты групп будут

$$m'_1, m'_2, \ldots m'_n, m'_{n+1}$$

и теоретические частоты, которые считаются известными a priori

$$m_1, m_2, \ldots m_n, m_{n+1}$$

тогда $\sum(m) = \sum(m') = N$ — общий объём выборки.

Далее, если $e = m' - m$ ошибка, имеем

$$e_1 + e_2 + \ldots + e_n + e_{n+1} = 0.$$

Следовательно, только n из $n+1$ ошибок являются переменными; $n+1$-я определяется, когда известны первые n, и при использовании формулы (6.69) мы рассматриваем только n переменных. Теперь стандартное отклонение для случайной вариации e_p равно

$$\sigma_p = \sqrt{N\left(1 - \frac{m_p}{N}\right)\frac{m_p}{N}} \tag{6.72}$$

$\vdots$

В конечном счете получается

$$\begin{aligned}\chi^2 &= S_1\left\{\left(\frac{1}{m_p} + \frac{1}{m_{n+1}}\right)e_p^2\right\} + 2S_2\left\{e_p e_q\right\} \\ &= S_1\left(\frac{e_p^2}{m_p}\right) + \frac{1}{m_{n+1}}\left\{S_2(e_p)^2\right\}.\end{aligned}$$

Поскольку

$$S_1(e_p) = -e_{n+1},$$

Имеем

$$\chi^2 = \sum \frac{e^2}{m} \tag{6.73}$$

где теперь суммирование должно распространяться на все $n+1$ ошибки, а не только на первые n.

(4). Этот результат очень прост и очень легко применим. Количество

$$\chi = \sqrt{\sum \frac{e^2}{m}} \tag{6.74}$$

это показатель качества подгонки, и этапы нашего исследования довольно ясны. Они следующие:

(i.) Найдите χ из уравнения (6.73) :

(ii.) Если число ошибок, $n' = n+1$, нечетное, найдите вероятность системы, из

$$P = e^{-\frac{1}{2}}\left(1 + \frac{\chi^2}{2} + \frac{\chi^4}{2\cdot 4} + \ldots + \frac{\chi^{n'-3}}{2\cdot 4\cdot 6\ldots n'-3}\right) \tag{6.75}$$

Если число ошибок, $n' = n+1$, четное, приводится формула, подобная (6.75)

(iii.) Если n меньше 13, то таблица в конце этой статьи часто позволяет определить общую вероятность или маловероятность наблюдаемой системы, не используя при этом значения P вообще.

(5). До сих пор мы рассматривали случаи, когда теоретическая вероятность известна априори. Но во многих случаях это не так; теоретическое распределение должно оцениваться на основе самой выборки. Вопрос, который мы хотим определить, заключается в том, можно ли разумно считать, что выборка представляет собой случайную систему отклонений от теоретического распределения частот общей популяции, но это распределение должно быть выведено из самой выборки. Рассмотрим это несколько подробнее. Если у нас есть достаточно многочисленный ряд, и мы предполагаем, что это действительно случайная выборка, то теоретическое число m для всей популяции, попадающей в любую группу, и теоретическое число m_s, выведенное из данных для выборки, будут отличаться только на порядок вероятностных ошибок констант выборки, и эти вероятные ошибки будут малы, поскольку предполагается, что выборка достаточно большая. Мы можем соответственно принять:

$$m = m_s + \mu \tag{6.76}$$

где отношение μ к m_s, как правило, будет небольшим. Только на "хвостах"отношение tt/m может стать более заметным, но здесь ошибки или отклонения будут немногочисленными или незначительными.

Пусть χ_s — значение, найденное для выборки, а χ — значение, требуемое для обозначения системы отклонений наблюдаемых величин от группы с тем же числом, *точно* представляющей общую популяцию.

$\vdots$

Таким образом, я думаю, мы можем заключить, что, имея дело с достаточно длинным рядом данных, обеспечивающим малые вероятные ошибки для констант ряда, следующее:

(i) Если χ_s^2 настолько мало, что позволяет нам говорить о распределении как о случайной вариации частотного распределения, определяемого на его основе, то мы можем также говорить о нем как о случайной выборке из общей популяции, теоретическое распределение которой отличается от распределения, выведенного из наблюдаемой выборки, лишь величинами порядка вероятных ошибок констант.

(ii) Если χ_s^2 настолько велико, что делает невозможным для нас рассматривать наблюдаемое распределение как выборку из общей популяции, следующей закону распределения, выведенного из самой выборки, то будет невозможно рассматривать его как выборку из любой общей популяции, следующей распределению, отличающемуся от него лишь величинами порядка вероятных ошибок констант выборочного распределения. из этого выбороч-

ного распределения. Другими словами, если кривая хорошо соответствует выборке, то с той же степенью детализации группировки её можно использовать для описания других выборок из той же общей популяции. Если же она плохо соответствует выборке, то эта кривая не может служить с той же степенью детализации группировки для описания других выборок из той же популяции.

Таким образом, мы, кажется, можем определить, будет ли данная форма частотной кривой эффективно описывать выборки, взятые из данной популяции, с определенной степенью детализации группировки.

Если это подходит в такой степени, то он подойдет для всех более грубых группировок, *но это не означает*, что он будет достаточен для еще более тонких группировок. Также не следует из этого, что если число в выборке значительно увеличится, та же самая кривая все равно будет хорошо соответствовать данным. Примерно значения χ^2 двух выборок могут варьироваться для одной и той же группировки, как и их общее содержание. Следовательно, если кривая хорошо подходит для большой выборки, она будет хорошо подходить и для малой, но обратное неверно, и большая выборка может показать, что наша теоретическая частота дает лишь приблизительный закон для выборок определенного размера. На практике мы должны попытаться получить хорошо подходящую частоту для таких группировок, которые являются обычными или полезными. Установление окончательного закона распределения популяции для любых группировок, какими бы малыми они ни были, кажется совершенным решением. »

Во второй части статьи Пирсон рассматривает 7 поучительных примеров применения критерия.

« Иллюстрация VIII.

Читатель может спросить: Разве невозможно найти материал, который в пределах вероятных значений подчиняется нормальному закону? Я отвечаю: да; но этот закон не является универсальным законом природы. Мы должны искать примеры. Из трех серий личных уравнений я нашел только одну, которая приблизительно соответствовала нормальному закону. Я взял 500 отрезков и разрезал их пополам карандашом на глаз. Не вдаваясь подробно в эксперименты, предназначенные для публикации в другом случае, я просто привожу наблюдаемое и нормальное распределение моих собственных ошибок в 20 группах.

Вычисляя χ^2: способом, уже достаточно указанным в этой статье, мы получаем:

$$\chi^2 = 22,0422.$$

Теперь мы должны использовать более сложную интегральную формулу для P, и мы получаем:

Group.	Observation.	Theory.	Group.	Observation.	Theory.
1	1	2·3	11	53	57·0
2	3	3·4	12	50·5	47·1
3	11	6·9	13	28·5	34·0
4	14·5	13·1	14	27	22·7
5	21·5	22 2	15	13·5	13·5
6	30	33·6	16	7·5	7·0
7	47	47·5	17	0	3·5
8	51·5	57·8	18	1	1·6
9	72	63·2	19	0	·6
10	65·5	62·7	20	2	·3

Рис. 6.13: Данные для примера VIII Пирсона [227] 1900 г.

$$P = 0,2817.$$

Или, в каждых трех-четырех случайных выборках мы должны ожидать: одну с системой отклонений от нормальной кривой, большей, чем фактически наблюдаемая.

Я думаю, что, следовательно, мы можем заключить, что мои ошибки суждения при делении прямых пополам могут быть достаточно точно представлены: нормальным распределением. Однако следует отметить, что я обнаружил: ошибки других наблюдателей в суждениях о той же серии линий: были явно асимметричными.

(8) Из проведенных здесь исследований мы можем лишь заключить, что нормальная кривая не обладает особой пригодностью: для описания ошибок или отклонений, которые возникают либо в наблюдательной практике, либо в природе. Нам нужна более общая теоретическая частота, и пригодность любой такой частоты для описания данной серии может быть исследована с помощью критерия, обсуждаемого в данной статье.

Для общего понимания вероятности возникновения системы отклонений, определяемой χ^2 (или любым большим значением), была составлена таблица в Приложении, которая позволит получить эту вероятность, достаточно точную для многих практических суждений, без расчетов, необходимых при использовании формул статьи 4.»

В работе [227] Пирсон впервые представил критерий согласия «хи-квадрат» (χ^2) — один из самых используемых статистических методов в мире. До публикации этой статьи у исследователей не было строгого математического способа проверить, насколько хорошо реальные данные соответствуют теоретическому распределению (например, нормальному распределению или законам Менделя в генетике). Пирсон решил эту проблему,

предложив *меру отклонения* — конструкцию, которая оценивает разницу между наблюдаемыми (фактическими) и ожидаемыми (теоретическими) частотами.

Были введены *распределение* χ^2 и понятие *числа степеней свободы*. Это дало основу для определения того, является ли расхождение между теорией и практикой случайным или же оно статистически значимо.

Таблицы Элдертона — практический способ проведения вычислений

Вильям Элдертон «Tables for Testing the Goodness of Fit of Theory to Observation» [228] разработал численный метод вычисления величин для применения критерия χ^2.

Он опубликовал таблицы для вычисления значения P для n' от 3 до 30 и для χ^2 от 1 до 30 с шагом 1 и для χ^2 от 30 до 70 с шагом 10.

Cephalic Index of Bavarian Skulls.

Index	Observed	Calculated*	$m_r - m_r'$	$\frac{(m_r - m_r')^2}{m_r}$†
Under 71·5	2	1	− 1	1
72	0	1	+ 1	1
73	2·5	1·5	− 1	·67
74	1·5	3·5	+ 2	1·14
75	3·5	7·5	+ 4	2·13
76	12·5	13·5	+ 1	·07
77	17	23	+ 6	1·57
78	37	35·5	− 1·5	·06
·79	55	52·5	− 2·5	·12
80	71·5	69·5	− 2	·06
81	82	86	+ 4	·19
82	116	98·5	− 17·5	3·11
83	98	103	+ 5	·24
84	107	99·5	− 7·5	·57
85	82	88·5	+ 6·5	·48
86	74	72	− 2	·06
87	58	54	− 4	·30
88	34·5	37·5	+ 3	·24
89	19	23·5	+ 4·5	·86
90	10	14	+ 4	1·14
91	8	7·5	− 0·5	·03
92	3	3·5	+ 0·5	·07
93	1·5	2	+ 0·5	·125
Over 93·5	4·5	2	− 2·5	3·125
Totals	900	900	0	$\chi^2 = 18{\cdot}36$

Рис. 6.14: Пример расчета значения χ^2. Элдертон, 1902 г. [228]

В таблице рис. 6.14 приводится учебный пример вычисления значения χ^2

для антропометрических данных в Баварии.

Наблюдаемые находятся во 2-м столбце. В третьем столбце - модельные данные на основе нормального распределения. 4-й и 5–й столбцы содержат результаты вычислений. Форма таблицы весьма удобна и используется и в настоящее время.

Результат вычислений $\chi^2 = 18.36$ для $n' = 24$ дает значение $P = 0.757$. Для округленного значения $\chi^2 = 19$ имеем $P = 0.701$.

Фишер - уточнение интерпретации таблиц сопряженности

Рональд Фишер « On the interpretation of χ^2 from contingency tables, and the calculation of P. » 1922 г. [321].

« Хорошо известно, что критерий согласия Пирсона зависит от вычисления величины χ^2, определенной таким образом, что если m — количество наблюдений, ожидаемых в любой ячейке, и $m + x$ — количество наблюдаемых, то

$$\chi^2 = S\left(\frac{x^2}{m}\right) \tag{6.77}$$

суммирование распространяется на все ячейки.

Пирсон показал [227], что когда отклонения распределены с единственным ограничением, что их сумма равна нулю, распределение χ^2 задается *кривой Пирсона типа III* [226],

$$df \propto \chi^{n'-2} e^{-\frac{1}{2}\chi^2} d\chi \tag{6.78}$$

где n' — количество ячеек.

Мы здесь не ставим перед собой цель критиковать общую адекватность критерия χ^2, который, безусловно, действителен, если количество наблюдений в каждой ячейке велико, а хотим подчеркнуть важность ограничения, выделенного курсивом выше. Критерий χ^2, применялся Пирсоном и другими исследователями к таблицам сопряженности, в которых *сумма отклонений в любой строке или столбце обязательно равна нулю.*

В этих случаях мы покажем, что таблицы качества подгонки Элдертона [228] все еще могут быть применены, но значение n', с которым таблица должна быть заполнена, теперь не равно числу ячеек, а больше, чем число степеней свободы n в распределении. Таким образом, для таблицы сопряженности из r строк и c столбцов мы должны взять $n' = (c-1)(r-1)+1$ вместо $n' = cr$. Это изменение часто очень сильно влияет на вероятность P того, что данное значение χ^2 должно было быть получено случайно.

Наиболее общий способ доказательства этого результата состоит в том, чтобы рассматривать значения x (выше) как независимые координаты в обобщенном пространстве; затем, в силу линейных соотношений, которыми

ограничиваются отклонения, например, когда предельные суммы генеральной совокупности должны быть равны наблюдаемым, все возможные наборы наблюдений будут лежать относительно центра распределения, заданного предполагаемой генеральной совокупностью, в плоском пространстве с тем же числом измерений, что и число степеней свободы. Плотность частот в любой точке этого пространства пропорциональна

$$e^{=\frac{1}{2}S(\frac{x^2}{\sigma^2})}$$

когда выборка достаточно велика, чтобы распределение x было считается нормальным, и где $\sigma_1, \sigma_2, \ldots$ представляют собой стандартный отклонения $x_1, x_2,$. Чтобы определить, какие значения должны быть присвоены величинам σ, когда x полностью независимы, мы должны принять во внимание изменение общего количества

$$S(m + x) = N.$$

Поскольку различные значения x независимы,

$$\sigma_N^2 = S(\sigma^2).$$

Изменение x можно рассматривать как результат двух независимых причин, а именно изменения N и изменения доли, попадающей в любую ячейку; следовательно, мы имеем ряд уравнений

$$\sigma_1^{2'} = p_1 q_1 \overline{N} + p_1^2 \sigma_N^2 \tag{6.79}$$

$$\sigma_2^{2'} = p_2 q_2 \overline{N} + p_2^2 \sigma_N^2 \tag{6.80}$$

$$\vdots$$

и так далее, где p_1 — вероятность того, что любое наблюдение попадет в ячейку (1)

$$\vdots$$

Итак,

$$S\left(\frac{x^2}{\sigma^2}\right) = S\left(\frac{x^2}{m}\right) = \chi^2,$$

а плотность частот в любой точке обобщенного пространства равна

$$e^{-\frac{1}{2}\chi^2}$$

Поверхности равной плотности, следовательно, представляют собой ряд симметричных и соосных эллипсоидов, $\chi = \text{const}$; и поскольку χ^2 измеряет линейные размеры соответствующего эллипсоида, который в результате однородной деформации переходит в сферу, и поскольку плоское пространство,

в котором лежат наблюдения, проходит через точку $\chi^2 = 0$, полная частота в диапазоне $d\chi$ должна быть пропорциональна

$$\chi^{n'-2} e^{-\frac{1}{2}\chi^2} d\chi$$

где n' на единицу больше числа степеней свободы.

a	b	$a+b$
c	d	$c+d$
$a+c$	$b+d$	$a+b+c+d$

Таблица 6.6: Пример 1. Четырехместная таблица сопряженности. Фишер, 1922 г. [321]

В четырехместной таблице, когда маргинальные суммы фиксированы, остается только одна степень свободы. Следовательно, мы должны принять n' равным 2, а не 4.

Таким образом, мы приходим к выводу, что χ распределено таким образом, что

$$\frac{2}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}\chi^2} d\chi$$

Этот факт разрешает трудность, которая возникала в отношении четырехкратной таблицы. В 1915 году Гринвуд и Юл [322], используя четырехкратные таблицы для проверки эффекта инокуляции против тифа и холеры, вслед за Пирсоном применяют таблицу Элдертона с $n' = 4$. Однако они отмечают, что если мы рассчитаем долю пораженных среди инокулированных и среди неинокулированных, то получим следующее:

$$p = \frac{a}{a+b}, \quad p' = \frac{c}{c+d}$$

Тогда разница $p' - p$, по сравнению с её вероятной ошибкой, должна также служить проверкой независимости; на практике они обнаруживают, что отклонения, которые, судя по критерию χ^2, не являются маловероятными, кажутся гораздо менее вероятными, если судить по пропорциям, подвергаемым проверке. Указывая на сложность, эти авторы считают более безопасным применять критерий χ^2.

Когда мы понимаем, что следует взять $n' = 2$, проблема исчезает ...

⋮

Краткое изложение

.

Критерий χ^2 может быть применен к таблицам сопряженности при условии, что мы принимаем не число ячеек, а на единицу больше, чем число степеней свободы для n'.

В таком модифицированном виде критерий X2 включает в себя в качестве частных случаев:

(i) сравнение соотношений в четырехместной таблице;

(ii) метод Пирсона для сравнения распределенных выборок;

(iii) критерий Пирсона и Точера для дифференциальных показателей смертности.

Приведенное нами доказательство распределения χ^2 применимо не только к таблицам сопряженности, но и ко всем случаям, когда наблюдаемые частоты связаны с ожидаемыми частотами, определяемыми рядом линейных соотношений, помимо их ограничения на одну и ту же общую частоту. При оценке качества аппроксимации частотной кривой, построенной с помощью четырех моментов, число степеней свободы уменьшается на 4, и поскольку четыре момента являются линейными функциями частот классов, мы должны принять n' равным 4 меньше, чем число ячеек. В данном случае следует отметить, что обычно и удобно вычислять моменты с более мелкой градацией, чем та, которая используется при проверке соответствия, и, следовательно, ограниченная плоская область, в которой лежат наблюдения, не будет проходить точно через точку $\chi = 0$; распределение χ, вычисленное на 4 меньше, чем число ячеек, тем не менее, будет достаточно точным даже в этих случаях и гораздо точнее, чем то, которое получается путем подстановки n' равным числу ячеек.

Поэтому во всех случаях применения критерия χ^2 необходимо учитывать число степеней свободы наблюденийпо отношению к ожидаемому распределению, с которым они сравниваются;

В случаях, когда все ограничения носят линейный характер, правильное распределение χ можно найти из таблиц Элдертона, или, если n'=2, из таблицы интеграла вероятности, тогда как в случае ограничений нелинейного характера таблицы Элдертона уже не совсем применимы. »

6.3.3 Резюме — значение работ Пирсона и Фишера для анализа экспериментальных данных

Работы Карла Пирсона (Karl Pearson) и Рональда Фишера (Ronald Fisher) заложили фундамент современной математической статистики и полностью изменили подход к анализу экспериментальных данных. До них анализ данных был во многом интуитивным и описательным; они превратили

его в строгую науку, позволяющую делать точные выводы в условиях неопределенности.

Пирсон сосредоточился на описании распределений данных, поиске взаимосвязей между переменными и проверке того, насколько экспериментальные данные соответствуют теоретическим моделям.

Коэффициент корреляции Пирсона r: Стал главным инструментом для измерения силы и направления линейной связи между двумя непрерывными переменными.

Критерий согласия хи-квадрат χ^2: Первый в истории строгий статистический критерий для проверки гипотез. Он позволил экспериментаторам оценивать, случайны ли отклонения наблюдаемых данных от ожидаемой теории (например, в генетике Менделя).

Система кривых Пирсона: Разработал семейство непрерывных распределений, которое позволило моделировать практически любые экспериментальные данные, отклоняющиеся от нормального распределения. Метод главных компонент (PCA): Основополагающий метод для снижения размерности данных, который сегодня активно используется в Data Science и машинном обучении.

Фишер перенес фокус на планирование экспериментов и принятие решений на основе малых выборок, что имело колоссальное значение для биологии, медицины и сельского хозяйства.

Дисперсионный анализ (ANOVA): Позволил сравнивать средние значения сразу нескольких групп (а не только двух) и разделять общее варьирование данных на отдельные источники (например, влияние удобрения, влияние типа почвы и случайная ошибка).

Планирование экспериментов (DoE): Фишер ввел принципы рандомизации (случайного распределения объектов по группам) и репликации (повторения опытов). Это исключило субъективность экспериментатора и сделало результаты воспроизводимыми.

Концепция проверки нулевой гипотезы и p-value: Сформулировал классический подход: выдвигается гипотеза об отсутствии эффекта H_0, а значение p оценивает вероятность получить такие же или еще более экстремальные данные случайно. Значение $p < 0.05$ стало золотым стандартом значимости.

Метод максимального правдоподобия (Maximum Likelihood): Универсальный и наиболее эффективный метод оценивания неизвестных параметров распределения по экспериментальным данным.

6.4 Исследования в трансформациях атомов

6.4.1 Вероятностное распределение временных интервалов, испускаемых ураном

Вслед за Резерфордом и Гейгером [285] 1910 г., были проделаны другие исследования. Большинство экспериментов того времени проверяли случайность, подсчитывая количество альфа-частиц, пролетающих за фиксированные интервалы времени (например, сколько частиц вылетело за каждую минуту). Марсден и Барратт в 1911 г. опубликовали статью «The Probability Distribution of the Time Intervals of alpha Particles with Application to the Number of α-Particles emitted by Uranium» [396]. Они использовали другой способ : вместо подсчета частиц за равные промежутки времени, они измеряли точные интервалы времени *между* последовательными вылетами альфа-частиц.

« При подсчете α–частиц от радиоактивных веществ методом сцинтилляции очень заметно преобладание коротких интервалов, особенно когда сцинтилляционные ионы появляются с низкой скоростью. Фактически, это преобладание на первый взгляд заставляет считать, что α–частицы появляются группами и не распределены в соответствии с простым законом вероятности. Резерфорд и Гейгер [285] (см. §6.2.3)недавно исследовали излучение α–частиц от полония с этой точки зрения. В своих экспериментах сцинтилляции, возникающие на определенной площади экрана из сульфида цинка, помещенного в отработанный сосуд на расстоянии от источника полония, регистрировались на ленте *хронографа* и анализировались по количеству сцинтилляций, возникающих в последовательных равных временных интервалах, обычно больших по сравнению со средним временным интервалом сцинтилляций. Результаты оказались в хорошем соответствии с результатами Бейтмана — теоретическая формула:

$$W_n = \frac{x^n}{n!} e^{-x}.$$

согласно которой (6.15) — вероятность возникновения n сцинтилляций в заданном интервале, где x — истинное среднее число за интервал. Однако частицы испускались равными группами, и группы распределялись во времени в соответствии с вероятностью, поэтому вполне возможно, что приведенная выше формула останется верной. Следовательно, во многих отношениях представляется предпочтительнее проверить применение законов вероятности к фактическим временным интервалам между последовательными частицами и подсчитать общее число частиц из данного источника, а не только те, которые испускаются в относительно небольшом телесном угле.

Проблема вычисления распределения временных интервалов может быть решена следующим образом. Пусть средний временной интервал между последовательными падениями частиц на экран из сульфида цинка от радиоактивного источника равен $1/\mu$, и предположим, что рассматриваемое время мало по сравнению с периодом жизни радиоактивного вещества.

Предполагая, что в момент времени 0 наблюдатель видит сцинтилляцию, найдем вероятность того, что временной интервал t пройдет без возникновения второй сцинтилляции, но в течение дальнейшего очень малого интервала δt произойдет сцинтилляция. Эта задача точно соответствует методу, используемому на практике. Вероятность того, что сцинтилляция не произойдет в интервале времени t, равна $e^{-\mu t}$ [285]. Вероятность того, что сцинтилляция произойдет в интервале времени от t до $t+\delta t$, не зависит от t и равна μt. Поскольку эти события независимы друг от друга, вероятность интервала от t до $t+\delta t$ равна произведению их отдельных вероятностей и, следовательно, равна $\mu e^{-\mu t}\delta t$; или, при большом числе N интервалов, вероятное число интервалов, больших t и меньших $t+\delta t$, равно

$$N\mu e^{-\mu t}\delta t. \tag{6.81}$$

Этот результат на первый взгляд несколько удивителен, поскольку он указывает на то, что независимо от значения μ, малые интервалы более вероятны, чем большие, тогда как на первый взгляд можно было бы ожидать, что интервалы будут распределены в соответствии с законом, несколько похожим на закон Максвелла для распределения скоростей молекул газа.

Приведенная выше формула была применена к нескольким наборам наблюдений, проведенных нами за α-частицами полония и урана, и показала хорошее соответствие эксперименту. Случай с ураном особенно интересен, поскольку Болтвуд [237] и Гейгер и Резерфорд [285] показали, что уран испускает две α-частицы. Если эти α-частицы испускаются одновременно или в результате последовательных α-лучевых продуктов, причем вторая имеет период менее нескольких секунд, то при наблюдении сцинтилляций, вызванных α-частицами урана, помещенного в контакт с экраном из сульфида цинка, можно ожидать большего числа коротких интервалов, чем согласно простой теории, приведенной выше.

Экспериментальная установка, использованная для проверки этого утверждения, показана на рис. 6.15 — Fig. 1 и идентична той, что использовалась Гейгером и Марсденом [283] в их экспериментах с α-частицами, образующимися при испускании актиния и тория. S1 и S2 представляют собой два экрана из сульфида цинка, нанесенного на стекло, при этом покрытия из сульфида цинка расположены друг напротив друга и разделены листами алюминиевой фольги. Один из этих листов был покрыт очень толстым слоем оксида урана, полученным путем нанесения на него оксида урана, суспенди-

рованного в спирте, и последующего испарения спирта. Два микроскопа, M1 и M, были сфокусированы на точно противоположных участках двух экранов, и наблюдаемые сцинтилляции регистрировались двумя независимыми наблюдателями на одной и той же движущейся ленте *чернильного принтера Морзе* с помощью двух игольчатых наконечников, расположенных для прокалывания ленты с помощью рычагов. Чернильные метки также наносились на ленту с интервалом в секунду с помощью схемы, содержащей электромагнит и маятниковый контакт.

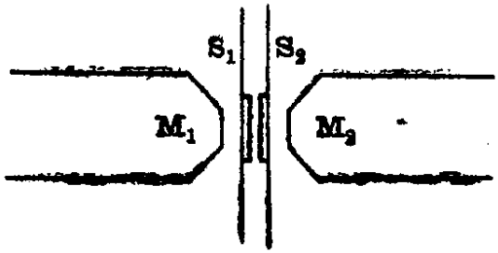


FIG. 1.

Рис. 6.15: Установка для подсчета числа α-частиц с двумя экранами. Марсден и Барратт, 1911 г. [396]

Было использовано ровно столько тонких листов алюминиевой фольги, чтобы сцинтилляции на одном экране не были видны в микроскопе, сфокусированном на другом; потребовалось более одного листа из-за сложности сохранения его неповрежденным кристаллами экрана при последующем сжатии. Когда экраны были расположены таким образом, оказалось, что они находятся на расстоянии около мм друг от друга, в то время как диаметры полей двух аналогичных микроскопов составляли около 2,3 мм, так что практически все частицы, испускаемые ураном между экранами, попадали бы на один из них.

При проведении наблюдений лента запускалась, и сцинтилляции регистрировались обоими наблюдателями в течение от двух до пяти минут. Затем лента останавливалась, и после того, как глаза отдохнули, проводилась следующая серия наблюдений, и так далее, пока не было зафиксировано достаточное количество сцинтилляций. Затем записи на ленте были проанализированы, и построена кривая,показывающая количество вхождений различных интервалов, и эта кривая была сравнена с кривой, полученной по приведенной выше формуле.

Таким образом, в частном случае, показанном на рис. 6.16 — Fig 2.

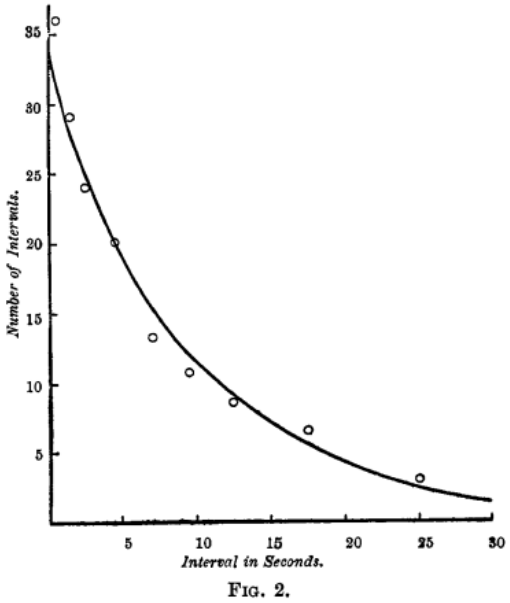


Fig. 2.

Рис. 6.16: Число интервалов сцинтилляций от α-частиц с дмумя экранами. Марсден и Барратт, 1911 г. [396]

Общее время = 2988,5 секунд.
Количество интервалов = (измерения проводились в обоих случаях) 319
Средний интервал = 9,37 секунд. $\mu = 0{,}1068$ (приблизительно).

Вероятность интервала от 0 до 1 секунды, в приближении, достаточном для данного эксперимента, равна значению (6.81) $N\mu e^{-\mu t}\delta t$ для $t = 0,5 = 319 \times 0,1068 e^{-0.1068 \cdot 0.5} = 32.2$.

Фактическое число таких наблюдений составило 36.

Таким образом была построена кривая вероятности, показанная на рис. 2, и видно, что фактические наблюдаемые значения, обозначенные точками, в некоторой степени совпадают с ней в пределах погрешности вероятности. Лента также была исследована методом Резерфорда и Гейгера, при этом измерялось количество сцинтилляций в последовательных интервалах по 16 секунд.

Количество вхождений каждого числа указано в столбце I следующей таблицы, а в столбце I приведены числа, вычисленные по формуле Бейтмана.

Согласование хорошее, и, учитывая небольшое количество наблюдений,

No. of particles in interval of 16 sec	No. of groups.	
	I. Experimental.	II. Calculated.
0	35	34
1	56	58
2	49	49.5
3	32	28
4	9	12
5	5	4.1
6	1	1.15

Таблица 6.7: Число групп интервалов. Марсден и Барратт, 1911 г. [396]

оно, вероятно, случайное. Хорошее соответствие между экспериментом и теорией было также обнаружено в других случаях, когда количество урана варьировалось таким образом, чтобы получить различные скорости испускания α-частиц, в то время как эксперименты, в которых использовался слой полония, также показали отличное соответствие с теорией. Полоний был получен путем испарения на алюминиевой фольге раствора активного осадка на стенках старой трубки, которая содержала излучение радия. Испускание α-частиц также исследовалось вышеуказанными методами на двух отдельных экранах, расположенных на различном расстоянии до 83 см от источников полония. Согласование между экспериментом и теорией во всех случаях было удовлетворительным.

Благодаря любезности профессора Резерфорда и доктора Гейгера, нам было разрешено изучить некоторые записи сцинтилляций, полученных в их экспериментах по «Вероятностным вариациям в распределении частиц» [224]. Эти записи также показали отличное соответствие с вышеизложенной теорией.

Теория этих наблюдений не зависит от того, являются ли экраны непрерывными или сцинтилляции возникают лишь у части частиц. Однако (с использованием экранов) маловероятно, что более 10 процентов частиц не смогли вызвать сцинтилляции. Главным источником ошибки может быть пропуск сцинтилляций из-за временной усталости глаз, поскольку в случае урана дальность действия частиц составляет всего 2,7 см, и, следовательно, их скорость мала, которая дополнительно уменьшается алюминиевой фольгой.

Используя низкое увеличение, необходимое для получения большого поля зрения, и, с использованием конкретных объективов, малый телесный угол света от сцинтилляций, они были намного слабее, чем в обычных экспериментах по сцинтилляции. Однако пропуск сцинтилляций частично компенсируется тем, что наблюдения одного наблюдателя служат проверкой наблю-

дений другого. Для дальнейшей проверки этого момента и подтверждения экспериментальной установки были повторены наблюдения Гейгера и Марсдена за двойными сцинтилляциями от эманации актиния [283]. Эманация распространялась между двумя экранами, и наблюдалось такое же количество связанных сцинтилляций, как и в их экспериментах. Таким образом, при равновесии эманации и активного осаждения почти 50 процентов сцинтилляций появлялись одновременно на одном или обоих экранах, и простой расчет показал, что при используемой установке лишь несколько частиц могли быть пропущены. В качестве дополнительного подтверждения теории было обнаружено, что когда двойные сцинтилляции с эманацией актиния игнорировались и считались как одиночные сцинтилляции, распределение оставшихся временных интервалов соответствовало теории.

Таким образом, мы видим, что изменение интервалов между излучением последовательных частиц как от полония, так и от урана хорошо согласуется с простой теорией вероятности, и поэтому мы заключаем, что две α-частицы урана не испускаются одновременно. Более того, если они испускаются последовательными α-излучениями, период второй α-частицы должен быть больше нескольких секунд. Это также маловероятно, из-за малых пробегов обоих наборов α–частиц, Фош 1911 г. [284].

В настоящее время проводятся дальнейшие эксперименты по применению описанного выше метода к α-частицам тория B и тория C, а также по исследованию возможного существования короткоживущего продукта в активном отложении актиния, на что указывают 10 процентов связанных частиц, обнаруженных в экспериментах Гейгера и Марсдена.

Дополнение

Профессор Резерфорд и доктор Гейгер любезно разрешили нам опубликовать рисунки, относящиеся к наблюдениям за некоторыми записями сцинтилляций, полученными в их экспериментах. Интервалы времени между последовательными сцинтилляциями были определены на основе измеренного расстояния между записями на лентах, с учетом изменяющейся скорости ленты относительно временных меток. Временные метки были сделаны с интервалом в 30 секунд, а среднее расстояние между ними составляло около 7 см.

Результаты приведены в следующей таблице. В столбце II указано экспериментально определенное количество интервалов длительности между пределами, указанными в столбце I. Теоретические значения в столбце III были рассчитаны следующим образом:
Общее количество интервалов ..... = 7564
Общее время ..... = 14598 сек.
Средний интервал ..... = 1930 сек.

μ=0.5181.
Количество интервалов длительностью более t_1 и менее t_2 из (6.81):

$$= \int_{t_1}^{t_2} N\mu e^{-\mu t} dt = N(e^{-\mu t_1} - e^{-\mu t_2}). \quad (6.82)$$

Duration of interval between successive scintillations, seconds	Number of intervals	
	Experimental.	Calculated.
0.0 to 1.0	3106	3059
1.0 to 2.0	1763	1822
2.0 to 3.0	1115	1085
3.0 to 4.0	658	646
4.0 to 5.0	389	385
5.0 to 6.0	206	229
6.0 to 7.0	130	136
7.0 to 8.0	86	81
8.0 to 9.0	42	48
9.0 to infinity	68	71

Таблица 6.8: Число групп интервалов по данным Резерфорда и Гейгера [224]. Марсден и Барратт, 1911 г. [396]

Согласование экспериментальных и теоретических значений удивительно хорошее и, вероятно, находится в пределах погрешности вероятности.

6.4.2 Альфа-частицы, испускаемые активными осадками тория и актиния

В статье «The alpha Particles Emitted by the Active Deposits of Thorium and Actinium» 1911 г. [397] Марсден и Барратт представили доказательство разветвленного распада в ряду тория. Они доказали, что при распаде изотопа тория C (Bi-212) происходит расщепление по двум различным путям: 65% атомов распадаются с испусканием высокоэнергетических альфа-частиц с большей дальностью 8,5 см в воздухе (распад на свинец-208 через полоний-212); 35% атомов распадаются с испусканием альфа-частиц с меньшей дальностью 4,8 см (распад на таллий-208).

Также была проанализирована статистическая независимость двух ветвей распада. Анализируя временные интервалы между испусканием альфа-частиц, они применили математику вероятностей, чтобы подтвердить, что испускание следовало случайному распределению во времени, опровергнув гипотезу о том, что альфа-частицы испускались одновременно парами.

« В данной работе основное внимание уделяется применению теории вероятности к испусканию частиц из активных отложений тория и актиния. Однако наиболее важный результат исследования будет представлен в заключительной части работы, где показано, что количество частиц, испускаемых торием C1 и торием C2, когда активное отложение находится в равновесии, не равно, что доказывает отсутствие прямой генетической связи между этими продуктами. Номенклатура различных продуктов, предложенная Резерфордом и Гейгером [402], будет принята на протяжении всей работы.

Работу удобно разделить следующим образом:

1. Обсуждение законов вероятности, применяемых к испусканию α-частиц;
2. Эксперименты с активным отложением актиния;
3. Эксперименты с активным отложением тория.

Radium Series.			Thorium Series.			Actinium Series.		
Substance.	Period.	Radiation.	Substance.	Period.	Radiation.	Substance.	Period.	Radiation.
Radium Emanation.	3·86 days.	α rays [4·23 cm.]	Thorium Emanation.	53 seconds.	α rays.	Actinium Emanation.	3·9 seconds.	α rays. [5·7 cm.]
Radium A.	3·0 minutes.	α rays [4·83 cm.]	Thorium A.	·14 second.	α rays.	Actinium A.	·002 second.	α rays. [6·5 cm.]
Radium B.	26·7 minutes.	soft β rays.	Thorium B.	10·6 hours.	soft β rays.	Actinium B.	36 minutes.	soft β rays.
Radium C $= C_1 + C_2$	19·6 minutes.	α rays [7·06 cm.]	Thorium C $= C_1 + C_2$	55 minutes.	α rays. [5·0 cm.]	Actinium C.	2·15 minutes.	[α rays] [5·4 cm.]
	1·38 minutes.	β rays.		?	α rays [8·6 cm.]			
Radium D.		soft β rays.	Thorium D.	3·1 minutes.	hard β rays.	Actinium D.	4·71 minutes.	hard β rays.

Рис. 6.17: Номенклатура радиоактивных рядов [402]. Марсден и Барратт, 1911 г. [397]

Обсуждение законов вероятности, применяемых к испусканию α-частиц

В предыдущей статье Марсдена и Баррата [396] было показано, что если α-частицы подсчитываются на экране из сульфида цинка со средней скоростью p в секунду, то вероятность возникновения временного интервала длиной от t до $t + \delta t$ равна $\mu e - ^{-\mu t}\, \delta t$.

Этот закон интервалов может быть использован во всех экспериментах, в которых подсчитываются частицы, чтобы дать представление о надежно-

сти результатов. Таким образом, при подсчете частиц на малом расстоянии методом сцинтилляции сцинтилляции настолько слабые, что неподготовленный наблюдатель часто их пропускает, и обычно таким образом, что глаз не может распознать не просто одну-две сцинтилляции, а часто целую группу последовательных сцинтилляций. Анализ интервалов между последовательными записями сцинтилляций выявил бы такие ошибки и дал бы представление о необходимой коррекции. Опять же, как было отмечено г-жой Кюри [403], при подсчете α-частиц электрическим методом затухание стрелки электрометра и эффект сопротивления Бронсона, как правило, таковы, что две α-частицы, попадающие в течение короткого промежутка времени, вряд ли вызовут отдельные эффекты, и, судя по данным Резерфорда и Гейгера [208], величина бросков не всегда дает надежное представление о том, попала ли в ионизационную камеру одна или две α-частицы. В экспериментах Резерфорда и Гейгера скорость подсчета α-частиц была очень мала (3,5 в минуту), и, если предположить, что интервалы 1/4 в секунду не будут распознаны, поправка составит 1,4 процента. Форма кривой интервалов, приведенной в их статье, в которой слишком мало малых интервалов, обусловлена именно этой причиной.

Приведенная выше формула первоначально выведена из предположения, что вероятность возникновения сцинтилляции в любом малом временном интервале, δt, равна $\mu\delta t$, и, следовательно, аналогична выводу экспоненциального закона распада при радиоактивном распаде, единственное различие заключается в точном значении μ в двух случаях. Если, следовательно, в нашем источнике α-частиц присутствует продукт с очень коротким временем жизни, это проявится в виде слишком большого количества коротких интервалов, и, таким образом, наблюдая за интервалами между последовательными α-частицами, мы можем надеемся определить наличие таких продуктов. Так, в результате экспериментов Гейгера и Марсдена [283] был обнаружен продукт после эманации тория со средним временем жизни $\frac{1}{5}$; во-вторых, в то время как наши собственные эксперименты с ураном и полонием показали, что в этих веществах не присутствуют продукты с коротким временем жизни.

Эксперименты с активным осаждением актиния

Известно, что активный осадок актиния состоит из трех последовательных продуктов — актиния B (β), C (α) и D (β). Однако эксперименты Гейгера и Марсдена с двойным экраном указали на определенные аномалии в испускании α-частиц, поскольку 10 процентов из них, по-видимому, испускались парами. Аномалии, указывающие на наличие продукта с коротким временем жизни (не актиний A), также были получены в экспериментах мадемуазель Бланки [404].

С другой стороны, Мозли и Фаянс [405], специальным методом, не смог-

ли обнаружить никакого подобного продукта. Вопрос о существовании такого продукта очень интересен, поскольку он указывал бы на латеральный распад, подобный тому, который был обнаружен Фаянсом у радия С [406] и Антонова в уране [393]. Поэтому мы повторили эксперименты Гейгера и Марсдена, чтобы выяснить, объясняется ли большое количество связанных частиц вероятностью, которая, как мы показали, дает то, что на первый взгляд кажется неожиданно большим числом малых интервалов. Используемая аппаратура та же, что и в вышеупомянутых экспериментах, и для удобства изображена на Fig 1. – рис. 6.18.

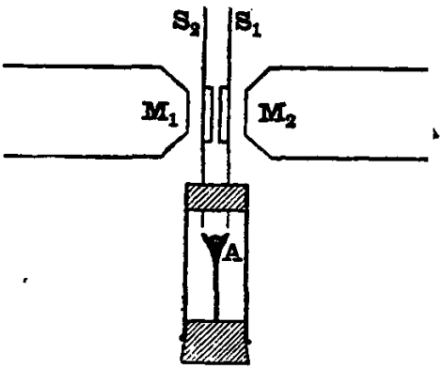


FIG. 1.

Рис. 6.18: Установка подсчета числа α-частиц с двумя экранами. Марсден и Барратт, 1911 г. [397]

Два микроскопа, MI и M2, сфокусированы на точно противоположных областях двух экранов из сульфида цинка, S_2 и S_1. Алюминиевые фольги помещены между экранами таким образом, чтобы позволить излучению от источника актиния A диффундировать между ними, одновременно предотвращая, например, видимость экрана S2 в микроскопе M. Источник излучения A был установлен на место и оставлен там на 36 минут, так что активное осаждение между SI и 8 достигло половины своего равновесного значения. Затем источник был удален, и, после того как излучение рассеялось примерно через 25 секунд, сцинтилляции наблюдались и регистрировались обоими наблюдателями на движущейся хронографической ленте до истечения пяти минут. Затем источник A был возвращен на пять минут, и наблюдения повторялись до тех пор, пока не было зарегистрировано достаточное количество сцинтилляций.

Результаты нескольких экспериментов приведены в таблице I (табл. 6.9),

Duration of interval between successive scintillations, seconds	Number of intervals					
	Experiment V		Experiment IX		Total of all experiments	
	Observ.	Calculat.	Observ.	Calculat.	Observ.	Calculat.
0.0 to 0.5	51	49.3	9	7.6	219	207.3
0.5 to 1.0	46	44.2	7	7.5	200	189.6
1.0 to 2.0	77	76.8	17	14.3	340	332.4
2.0 to 3.0	74	62.5	19	13.4	285	278.0
3.0 to 4.0	43	51.4	15	12.7	220	232.9
4.0 to 5.0	37	41.6	8	11.9	184	193.9
5.0 to 7.0	59	62.4	23	21.7	290	301.7
7.0 to 10.0	44	56.8	24	27.9	279	296.5
10.0 to 15.0	61	43.7	29	36.5	263	262.4
15.0 to 20.0	14	16.1	26	26.8	128	122.4
20.0 to 30.0	6	7.8	32	34.3	97	93.4
30.0 to infinity	2	1.2	46	40.4	70	64.5

Таблица 6.9: Число интервалов по длительности. Марсден и Барратт, 1911 г. [397]

суммы всех наблюдений размещены в последнем столбце. Приведенные расчетные значения получены из формулы (Количество интервалов длительностью более t_1 и менее t_2 из (6.81)):

$$\int_{t_1}^{t_2} N\mu e^{-\mu t} dt = N(e^{-\mu t_1} - e^{-\mu t_2}). \tag{6.83}$$

Согласование между наблюдаемыми и расчетными значениями в целом хорошее, хотя для интервалов до трех секунд наблюдаемые числа немного превышают ожидаемые. Если этот эффект реален, у нас нет для него определенного объяснения, но превышение составляет лишь около 1 процента от общего числа сцинтилляций, что указывает на то, что если присутствует продукт с периодом около одной секунды, он должен быть боковым и составлять лишь около 1 процента от основной линии спуска. Интересно отметить, что, если предположить период в одну секунду для такого гипотетического продукта, его дальность, согласно эмпирической формуле, приведенной Гейгером и Наттоллом [241], см. §3.4, будет всего на 4 мм больше, чем у актиния C, и в таких обстоятельствах его будет очень трудно обнаружить. Однако эксперименты по этому вопросу продолжаются.

Поэтому мы приходим к выводу, что наличие 10 процентов связанных частиц, обнаруженных в экспериментах Гейгера и Марсдена, упомянутых выше, обусловлено вероятностью, и на основании этих данных нельзя сделать никаких достоверных доказательств существования продукта с коротким временем жизни.

Эксперименты с активным осаждением тория

В семействе тория после эманации известно о трех продуктах аномального излучения. Первый, торий A, был обнаружен в ходе экспериментов Гейгера и Марсдена с использованием двойного экрана и имеет период всего 0,14 секунды, так что он практически сопровождает эманацию. Другие продукты аномального излучения были исследованы главным образом Ганом, который, однако, не смог разделить их *методом отдачи* или химическим методом. Они распознаются только по различным пробегам, для которых Ганн получил значения 5,0 см и 8,6 см. Ган объяснил свои результаты, предположив, что продукты генетически произошли друг от друга, и что второй имеет чрезвычайно короткий период.

В некоторых предварительных экспериментах [402] Гейгер и Марсден обнаружили, что количество пар сцинтилляций при использовании двойного экрана меньше и имеет другой порядок величины, чем количество, полученное при излучении тория и актиния: Предыдущие результаты также показали, что излучение эманации тория +A дает в два раза больше частиц, чем активный осадок. На основании этих результатов Резерфорд и Гейгер предположили, что изменения, происходящие в активном осадке тория, нерегулярны, и предложили следующую схему распада:

$$\begin{array}{lccccccccc} & & & & & & & & C_1+C_2 & \\ \text{Product:} & \text{Th.Em} & \rightarrow & \text{Th.A} & \rightarrow & \text{Th.B} & & \rightarrow & \text{Th.C} \rightarrow & \text{Th.D} \\ \text{Radiation :} & \alpha & & \alpha & & \beta\ \alpha(5.0+8.6) & & & \beta & \end{array}$$

Предполагая, что для каждой частицы, испускаемой при эманации тория, а также при эманации тория, тория A, торий C1 и C2, между которыми образуется одна частица, эта схема объясняет все вышеописанные наблюдаемые факты.

Однако мисс Лесли 1911 г. [407], сравнивая количество α-частиц от радиоактивного тория и эманации тория, пришла к выводу, что последняя дает (+A) четыре α частицы, в этом случае не нужно предполагать никаких нарушений, подобных боковому распаду. Чтобы пролить свет на этот интересный вопрос, мы провели эксперименты с двойным экраном на активном осадке тория, а также, подсчитав количество частиц на разных расстояниях от источника активного осадка тория, определили относительное количество α-частиц, испускаемых торием C1 и C2. Используемая в этом последнем эксперименте аппаратура показана на рис. 6.19 — Fig 2.

Пластина A была активирована путем воздействия излучения из препарата мезотория и помещена на расстоянии более 8,6 см от экрана из сульфида цинка S, герметично закрепленного на конце широкой трубки. Сцинтилляции подсчитывались на экране при различном давлении воздуха в трубке, и таким образом была построена кривая, показывающая количество частиц,

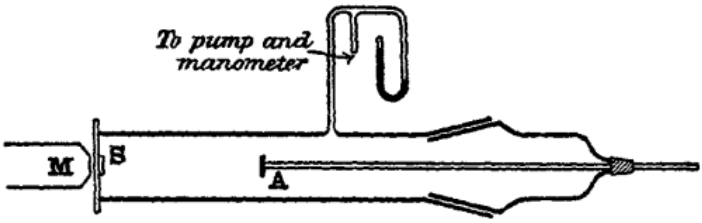


FIG. 2.

Рис. 6.19: Установка подсчета числа α-частиц распада тория. Марсден и Барратт, 1911 г. [397]

соответствующих различным «диапазонам» от источника, причем последний был получен путем умножения расстояния от S до A на количество сантиметров давления в трубке и деления на 76, при этом также была внесена поправка на температуру для снижения наблюдений до 15°C. Результаты конкретного эксперимента показаны на рис. 6.20 — Fig 3.

На рисунке часть AB соответствует α-частицам как от тория C1, так и от C1. Часть BC показывает, что количество α-частиц от тория C1 постепенно уменьшается, где C обозначает конец диапазона. Часть CDE соответствует α-частицам только от тория C2. Кривая похожа на кривые, приведенные Гейгером для актиния и т. д.

Следует отметить, что: (1) Диапазоны концентраций тория C1 и C2 составляют 4,8 см и 8,6 см соответственно; (2) ординаты части кривой CD больше половины ординат, соответствующих AB, что показывает, что торий C дает более чем вдвое меньше частиц, чем торий C + торий C. Взвешенное среднее 12 различных экспериментов, в которых найденное соотношение варьировалось от 0,60 до 0,70, составляет

$$\frac{\text{No. of } \alpha \text{ particles from thorium C2}}{\text{No. of } \alpha \text{ particles from thorium C1 + C2}} = 0.646$$

То есть, торий C2 дает в 1,83 раза больше частиц, чем торий C1.

Это соотношение не обусловлено примесью радия C с активным осадком тория, как можно было бы ожидать, поскольку препараты мезотория обычно содержат большой процент радия. Наблюдения за соотношением проводились в нескольких случаях в течение 30 часов после извлечения активной пластины из мезотория, и хотя активный осадок распадался точно с периодом 10,6 часов, соотношение оставалось неизменным, показывая, что распад как тория C1, так и тория C2, регулируется распадом тория B. Опять же, при короткой экспозиции соотношение находилось в пределах экспериментальной

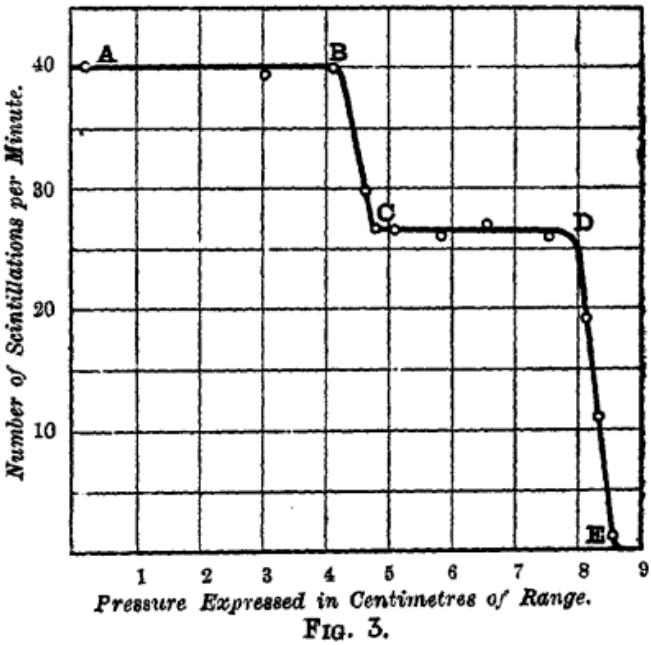


FIG. 3.

Рис. 6.20: Число α-частиц от давления (пробеги). Марсден и Барратт, 1911 г. [397]

погрешности независимо от риска потери активности активного осадка.

Мы воздержимся от полного обсуждения выводов, которые можно было бы получить из вышеописанных экспериментов, до тех пор, пока не будут рассмотрены данные, относящиеся к экспериментам с двойным экраном. Эти эксперименты проводились так же, как и эксперименты с актинием, за исключением того, что вместо препарата актиния использовался мезоторий, а в некоторых случаях активный осадок сначала наносился на алюминиевую фольгу, которая затем помещалась между двумя другими алюминиевыми фольгами между двумя экранами. В экспериментах подсчеты обычно проводились в течение двух часов, при этом распад активного осадка за этот период был таков, что рассчитанные значения различных интервалов подвержены влиянию менее чем на 1% из-за того, что источник не был постоянным, и, следовательно, значение μ было переменным.

Результаты приведены в таблице 6.10 — Table II, где столбцы имеют то же значение, что и в таблице 6.9 — Table I. Последние два столбца относятся

Duration of interval between successive scintillations	Number of intervals							
	Experiment VII Acive deposit obtained by diffuion of emanation		Experiment VIII Acive deposit on separate aluminium foil		Totals Acive deposit		Thorium emanation	
seconds	Ob serv.	Cal culat.	Obs serv.	Cal culat.	Ob serv.	Cal . culat.	Ob serv.	Cal culat.
0.0 to 0.5	91	68.5	101	109.1	353	314.2	438	435.0
0.5 to 1.0	55	60.3	98	93.5	311	278.9	178	179.0
1.0 to 2.0	92	99.0	159	149.9	438	466.2	212	203.2
2.0 to 3.0	63	76.5	114	109.5	354	362.8	96	107.5
3.0 to 4.0	59	59.0	74	80.4	250	289.4	55	56.6
4.0 to 5.0	44	45.5	48	59.4	214	228.3	27	30.3
5.0 to 7.0	57	61.7	75	75.8	323	327.6	26	24.7
7.0 to 10.0	57	49.1	59	53.6	295	290.1	12	8.3
10.0 to 15.0	26	30.3	32	28.0	226	225.3		
15.0 to 20.0	15	8.2	4	6.0	102	93.4	1	1.5
20.0 to 30.0	2	2.8	2	1.6	76	64.6		
30.0 to infinity	0	0.2	0	0.1	24	25.1		
μ=	0.2606		0.3069		Average 0.1096		...	

Таблица 6.10: Число интервалов по длительностию. Марсден и Барратт, 1911 г. [397]

к эксперименту, в котором активным источником было эманирование тория плюс около 20% его равновесного количества активного осадка. Расчетные значения в данном случае получены из приведенной выше формулы с дополнительным предположением, что 59 процентов (найденные методом проб и ошибок) сцинтилляций таковы, что половина из них образуется частицами из эманированных атомов, а другая половина — торием, образующимся при распаде этих эманированных атомов, период тория A принимается равным 0,145 секунды, Мозли и Фаянс 1911 г. [405]. Этот эксперимент дает представление об эффективности экранов, поскольку общее возможное число составило бы около 90 процентов.

Наблюдаемые и рассчитанные значения в целом хорошо согласуются, за исключением небольшого избытка интервалов между 0 и 1 секундой, что составляет около 2 процентов от общего числа сцинтилляций. Это может быть частично или полностью обусловлено нулевой вероятностью, и этот последний вопрос будет рассмотрен позже в теоретической статье. Однако избыток проявляется только в экспериментах, в которых активный осадок был получен путем диффузии излучения между двумя экранами, и не выражен в экспериментах, в которых активный осадок был сначала получен на отдель-

ной алюминиевой фольге. Опять же, избыток малых интервалов незаметен в проанализированных наблюдениях каждого отдельного наблюдателя. Возможное объяснение заключается в том, что излучение диффундирует через неизбежные небольшие отверстия в алюминиевых фольгах, в результате чего активный осадок осаждается непосредственно на экранах из сульфида цинка, а пары сцинтилляций являются результатом либо (1) одной α-частицы, вызывающей сцинтилляцию на обоих экранах, либо (2) отдачи атома или δ-лучей, образующихся при взрыве α-частицы. В первом случае следует ожидать, что весь избыток интервалов составит от 0 до 0,5 секунды, тогда как во втором случае эксперименты Марсдена 1910 г. [408] показали, что люминесцентный эффект β-лучей не совсем одновременен с их воздействием на экран. Иногда наблюдались рассеянные пятна, или «всплески» света, и порой наблюдатель мог воспринимать их как сцинтилляции, не имея возможности в тот же момент решить, являются ли они реальными сцинтилляциями или нет. Специальный эксперимент, в котором весь активный слой находился на одном из экранов из сульфида цинка, дал 255 сцинтилляций на активном экране и 144 на другом, с превышением на 4 процента интервалов от 0 до 1 секунды, причем разница в числах в значительной степени объяснялась неровной поверхностью кристаллов на экране.

Также маловероятно, что избыток малых интервалов, упомянутый выше, обусловлен отсутствием сцинтилляций у какого-либо из наблюдателей. Доказательства по этому вопросу были получены следующим образом: Записи были изучены с точки зрения количества случаев, когда любой из наблюдателей зафиксировал 1, 2, 3 и т. д. сцинтилляции без прерывания последовательности другим наблюдателем. Общее количество полученных таким образом чисел приведено в таблице 6.11 — Table III, и видно, что они находятся в отличном согласии с числами, рассчитанными на основе простой вероятности, вероятность $1 = 1/2$, $2 = 1/4$ и т. д. Эти результаты также интересны с точки зрения вопроса о применении теории вероятности к радиоактивному распаду.

Независимо от возможного небольшого избытка малых интервалов, приведенные выше эксперименты с двойным экраном убедительно показывают, что если торий C2 следует непосредственно за торием C1, то его период должен быть больше нескольких секунд. В этом случае, однако, Ганн смог бы разделить продукты с помощью экспериментов по отдаче, в то время как аналогичные эксперименты Гейгера и одного из нас, в которых был бы обнаружен продукт отдачи альфа-излучения с периодом в доли секунды, не выявили его. Таким образом, мы можем заключить, что торий C2 не образуется в результате прямого распада тория C1, и приведенные выше эксперименты по относительному количеству альфа-частиц из этих продуктов показывают, что они должны находиться на разных путях схождения, иначе их количество было бы равным. Однако, в пределах экспериментальной

погрешности отношение C1/C1+C2 должно быть 0.667. В таком случае у нас должен быть торий C2, содержащий в два раза больше α-частиц, чем торий C1. Чтобы объяснить это, не прибегая к идее латерального распада, нам пришлось бы предположить наличие двух продуктов с радиусом 8,6 см, а также то, что эманация тория ($+\alpha$) дает 6 α-частиц. Эти предположения кажутся несколько несостоятельными.

		Number of Scintillations in Sequence								
		1	2	3	4	5	6	7	8	9 and other
Records of actinium active deposit	Observed	533	297	125	63	23	9	6	5	1
	Calculated	531	266	133	66	33	16	8	4	4
Records of thorium active deposit	Observed	836	423	215	109	57	26	13	7	9
	Calculated	848	424	212	106	53	26	13	7	7
Totals	Observed	1369	720	340	172	80	35	19	12	10
	Calculated	1379	690	345	172	86	43	21	11	11

Таблица 6.11: Анализ сцинтилляций с точки зрения количества случаев, когда один из наблюдателей регистрирует последовательность сцинтилляций без прерывания регистрации сцинтилляций другой сцинтилляцией. Марсден и Барратт, 1911 г. [397]

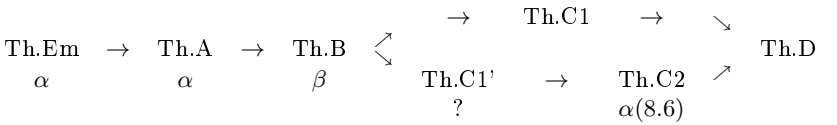
Мы попробовали другой метод, чтобы пролить свет на этот вопрос. Торий X был получен на пластинке диаметром 3 см. по отдаче из радиотория, и была предпринята попытка засасывания воздуха по нему определить соотношение числа α-частиц испускаемый эманацией тория к числу из тория X. Результаты, к сожалению, не были решающими, если предположить, что испускается одна α-частица на распадающийся атом тория X, было подсчитано, что пленка сохранила более 25 процентов из его эманация, даже когда проходил сильный поток воздуха над ним постоянно.

Если построить график логарифмов констант преобразования в зависимости от логарифмов диапазонов согласно методу Гейгера и Наттолла [241], мы обнаружим, что произведение диапазонов в 4,8 см соответствует 60-минутному периоду, ранее известному как период тория C; в то время как период произведения диапазонов в 8,6 см должен быть порядка 10^{-12} секунд.

Однако, как отмечалось выше, при кратковременном воздействии на пластину излучения тория увеличение активности обоих продуктов со временем практически одинаково. Если торий C имеет короткий период жизни и образуется непосредственно после тория B, то такая пластина не будет увеличивать свою активность со временем, а будет распадаться вместе с торием E

до половины своего значения за 10,6 часов. Таким образом, торий C должен иметь период примерно такой же, как у тория C (60 мин). Следовательно, кажется, что боковой распад начинается с атомов тория C, 35 процентов, дающих частицы с дальностью 4,8 см, а оставшиеся 65 процентов дают α-частицы с дальностью 8,6 см, вероятно, с промежуточным излучением медленных β-частиц.

Эксперименты Гейгера и Коварика [289] представляют интерес в отношении вышеуказанных вопросов. Предполагая, что при активном осаждении в равновесии торий C1+C2 дает две α-частицы на каждый распадающийся атом тория D, они получили результаты, которые свидетельствуют о том, что последний продукт дает две β-частицы на каждый распадающийся атом. Если мы примем наш результат выше, что торий C1+C2 дает только одну α-частицу между ними, нам нужно предположить только одну α-частицу из тория D, при условии, что мы также предположим схему распада примерно следующего вида:



Однако, учитывая различные допущения, этот вопрос нельзя считать решенным, и его дальнейшее рассмотрение следует отложить до получения дополнительных экспериментальных данных.

Краткое содержание

1. Обсуждается величина и характер ошибки, которая иногда влияет на эксперименты по подсчету частиц.

2. Эксперименты не выявили нарушений в эмиссии частиц из активного актиния.

3. Определена дальность действия тория C, которая составила 4,8 см.

4. Эксперименты показывают, что происходит латеральное разрушение активного актиния, тория C1 и тория C2, находящихся на разных ветвях в соотношении 1:1,83.

Резюме

В предыдущей статье [396] авторы показали, что если α-частицы подсчитываются на экране из сульфида цинка со средней скоростью μ в секунду, то вероятность возникновения временного интервала длиной от t до $t + dt$ составляет μe^{-mut}. Эта формула может быть применена для проверки того, испускаются ли две α-частицы одновременно из распадающегося атома или

существуют ли в любом источнике α-частиц два последовательных продукта α-излучения, причем последние имеют короткое время жизни.

В предыдущей статье было показано, что уран и полоний не дают таких аномалий, а в настоящей статье тот же результат был получен для актиния и тория, хотя эксперименты различных исследователей указывали на вероятность положительных результатов.

Эксперименты также указывают на латеральный распад в активном осадке тория, и это подтверждается результатами, которые показывают, что два продукта α-распада в активном осадке тория (ThC1 и ThC2) не дают одинакового количества α-частиц, когда активный осадок находится в равновесии, что требуется согласно обычной теории распада. Таким образом, делается вывод, что из атомов ThC, 35% дают α-частицы с радиусом действия 4.8 см и 65% — α-частицы с радиусом действия 8.6 см, вероятно, с промежуточной эмиссией β-частиц. В статье также обсуждаются различные смежные вопросы. »

Комментарий

Итак, Марсден и Барратт представили свидетельства в пользу факта разветвленного распада в ряду тория (ThC, изотоп висмута 212) и оценили вероятности различных ветвей распада. Их результаты по α-распаду в ThC2 (изотоп таллия 208) весьма близки к современным (36%) — см. https://www.nndc.bnl.gov/nudat3/, также они обратили внимание на возможность β-канала распада. Это подтвердилось в дальнейших исследованиях, которые выявили, что в процессе участвует ещё и метастабильный изотоп висмута 212.

Данная работа была продолжена Марсденом совместно с Дарвиным «The Transformations of the Active Deposit of Thorium» [398] — см. §6.5.3.

6.5 Описание цепочек атомных распадов

Помимо теоретического обоснования флуктуаций событий в атомных превращениях, математика была привнесена в описание цепочек ядерных распадов.

В ядерной физике *уравнение Бейтмана* — это математическая модель, описывающая распространенность и активность в цепочке распадов как функцию времени, основанная на скоростях распада и начальной распространенности. Модель была сформулирована Эрнестом Резерфордом в 1905 году ([34]) — см. §6.5.1, а аналитическое решение было предоставлено Гарри Бейтманом в 1910 году — см. §6.5.2. [420]

Важность этой теории можно проиллюстрировать на следующем примере.

В §5.5.3 «Экспериментальный метод, впервые позволивший обнаружить изотопы» Нобелевской лекции Ф. Содди имеется ссылка на работы Марсдена и Баррета в 1910-1911 гг. [396], [397] — см. §6.4.1. Они изучали последовательные распады в ряду урана

$$\text{Uranium I} \xrightarrow{\alpha} \text{Uranium II} \xrightarrow{\alpha} \text{Uranium X} \xrightarrow{\alpha} \text{Ionium} \xrightarrow{\beta} \text{Radium, etc}, \quad (6.84)$$

Ионий (торий-230), долгоживущий промежуточный продукт, испускающий α-лучи и генерирующий радий, составляет третью α-частицу. Таким образом, выяснилось, что 2 α-частицы от урана были результатом двух последовательных изменений α-излучения, а не испусканием двух частиц в одном превращении.

6.5.1 Теория последовательных атомных превращений

Модель последовательных превращений была сформулирована Эрнестом Резерфордом в 1905 г. в книге «Радиоактивность» [34].

Рассмотрим номенклатуру типов ядерных превращений по книге 1930 г. Резерфорда, Чадвика и Эллиса «Radiations from Radioactive Substances» [57].

После введения в историю открытия радиоактивности, Резерфорд приводит иллюстративный пример. Глава 1 «Радиоактивные превращения» [57], «§2 Открытие радиоактивности», стр.9.

§2 Система радий-радон

⋮

« Для иллюстрации процессов образования и исчезновения радиоэлемента рассмотрим простой случай образования радона из радия. Период полураспада радия, 1600 лет, настолько велик по сравнению с периодом радона, 3.82 дня, что мы можем предположить, что радий превращается с постоянной скоростью в течение рассматриваемого относительно короткого времени — нескольких дней. Предположим сначала, что радий некоторое время оставался нетронутым и что количество связанного с ним радона достигло равновесного значения. Пусть P_0, Q_0 — число атомов радия и радона в равновесии, а λ_1, λ_2 — их константы изменения.

В равновесии число атомов радона, образующихся в секунду из радия, равно числу атомов радона, распадающихся в секунду, или $\lambda_1 P_0 = \lambda_2 Q_0$. Следовательно,

$$Q_0 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} P_0,$$

где Q_0 представляет собой количество атомов радона, находящихся в равновесии с атомами P_0 радия.

Предположим теперь, либо путем растворения, либо нагревания, весь радон удален. По истечении времени t количество оставшихся атомов равно $Q_0 e^{-\lambda_2 t}$, т.е исчезло $Q_0(1 - e^{-\lambda_2 t})$. Однако, поскольку скорость радиоактивных процессов не изменилась в результате простого удаления радона, ясно, что для поддержания равновесного количества Q_0, $Q_0(1 - e^{-\lambda_2 t})$ новых атомов радона должно быть образовано радием за время t. Таким образом, количество радона Q, существующего в момент времени t с радием, определяется формулой $Q/Q_0 = 1 - e^{-\lambda_2 t}$.

На рис. (6.21) — Fig. 1 показаны кривая распада радона и кривая восстановления, где T — период радона, а Q_0 принято за единицу. Видно, что две кривые дополняют друг друга, сумма ординат двух кривых постоянна и равна 1 на рисунке. Этот аргумент применим ко всем преобразованиям, когда исходный продукт имеет период, больший, чем последующий продукт. Более формальное доказательство включено в общую теорию, которую мы сейчас рассмотрим.

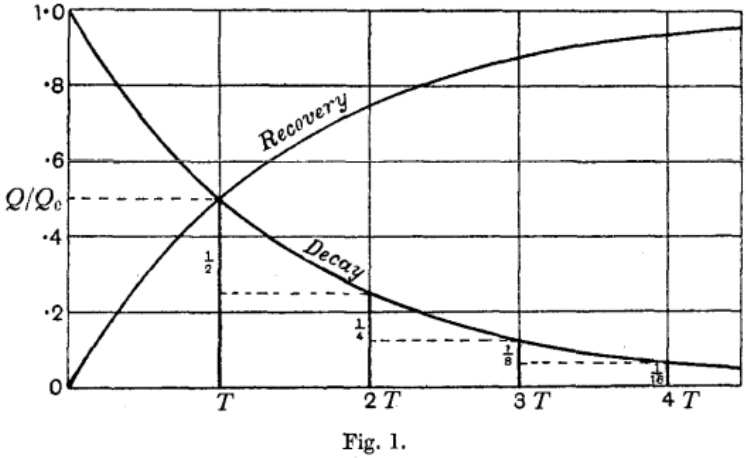


Fig. 1.

Рис. 6.21: Кривая распада и кривая восстановления радона. Резерфорд [57]

§3 Теория последовательных трансформаций

Радиоактивные элементы уран, торий и актиний претерпевают длинную серию превращений, и часто важно знать изменение во времени количества или активности конкретного продукта при заданных начальных условиях.

Предположим, что $P, Q, R, \ldots$ представляют собой количество атомов последовательных элементов $A, B, C, \ldots$ соответственно в любой момент времени t.

Пусть радиоактивные константы $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \ldots$ соответственно. Каждый атом A порождает один атом B, один атом B — один атом C, и так далее. Выброшенные частицы α или β нерадиоактивны и поэтому не входят непосредственно в расчет. Нетрудно математически определить количество атомов A, B, C в любой последующий момент времени, если заданы начальные значения P, Q и R. Однако на практике обычно достаточно рассмотреть *три частных случая теории*, которые соответствуют, например, изменениям активного осадка, образующегося на пластине, подвергнутой воздействию постоянного количества радона, а затем удаленной:
(1) когда время воздействия чрезвычайно короткое по сравнению с периодом изменений,
(2) когда время воздействия настолько велико, что количество каждого из продуктов достигло устойчивого предельного значения, и
(3) для любого времени воздействия.

Существует также еще один важный случай, который практически является обратным случаю 2, а именно, когда вещество поставляется с постоянной скоростью из первичного источника, а количества A, B, C требуются в любой последующий момент времени. Решение этого случая, однако, можно вывести непосредственно из случая 2 без анализа.

СЛУЧАЙ 1. Предположим, что изначально рассматриваемое вещество состоит исключительно из частиц одного вида — A. Необходимо найти количество частиц $P, Q, R, S, \ldots$ из веществ $A, B, C, D, \ldots$ соответственно, присутствующих через любой момент времени t. ...»

Далее Резерфорд выводит частный случай формулы Бейтмена (6.102) — см. §6.5.2.

« Изменения значений P, Q, R, S со временем t после удаления источника показаны графически на рис. 6.22 — Fig. 2, кривые A, B, CD соответственно. Кривые построены для практического и важного случая первых четырех продуктов активного осаждения радия, известных как радий A, B, C и D.

Предполагается, что вещество первоначально состоит только из радия A. Это соответствует случаю тела, подвергнутого в течение нескольких секунд воздействию радона. Значения $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ приняты равными 3.79×10^{-3}, 4.31×10^{-4}, 5.86×10^{-4} $(\text{сек.})^{-1}$, соответственно, что соответствует периодам полураспада A, B и C, составляющим 3.05, 26.8 и 19.7 минут соответственно. Период полураспада радия D составляет около 25 лет. На рассматриваемом на рисунке небольшом интервале можно предположить, что атомы радия D не претерпевают существенного уменьшения в результате превращения.

Ординаты кривых представляют собой относительное число атомов вещества A, B, C и D, существующих в любой момент времени, а значение P_0,

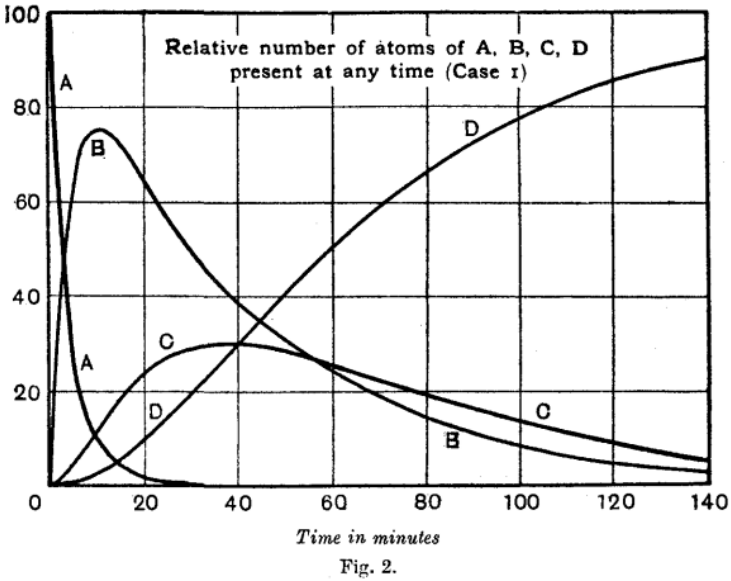


Рис. 6.22: Случай I Относительное число атомов A, B, C, D. Резерфорд [57]

исходного числа атомов вещества A, принято за 100. Количество вещества B изначально равно нулю, и в этом конкретном случае проходит через максимум примерно через 10 минут, а затем уменьшается со временем. Аналогичным образом, количество C проходит через максимум примерно через 35 минут после удаления. После интервала в несколько часов количество как B, так и C уменьшается приблизительно по экспоненциальному закону со временем, упадая вдвое в обоих случаях через 26.8 минут.

За рассматриваемый интервал количество D неуклонно увеличивается со временем, хотя сначала очень медленно. Максимум достигается, когда B и C исчезают. Наконец, количество D будет экспоненциально уменьшаться со временем, что соответствует периоду в 25 лет.

СЛУЧАЙ 2. Первичный источник поставляет вещество с постоянной скоростью, и процесс продолжается так долго, что количество продуктов ,,,... достигло устойчивого предельного значения. Затем первичный источник внезапно удаляется. Необходимо найти количество ,,,... оставшихся в любой последующий момент времени t.

В этом случае число n0 частиц вещества , осаждаемых в секунду из ис-

точника, равно числу частиц вещества , которые превращаются в вещество в секунду, а частицы — в вещество и так далее. Это требует соотношения

$$n_0 = \lambda_1 P_0 = \lambda_2 Q_0 = \lambda_3 R_0 = \dots \tag{6.85}$$

где P_0, Q_0, R_0 — максимальное число частиц вещества , и при достижении стационарного состояния.

Значения Q, R и S в любой момент времени t после удаления источника задаются уравнениями той же формы, что и для короткой экспозиции. Вспомним, что изначально

$$P = P_0 = n_0/\lambda_1,$$
$$Q = Q_0 = n_0/\lambda_2,$$
$$S = S_0 = n_0/\lambda_3.$$

Решения (6.105) приводятся по статье Бейтмана [420] — §6.5.2, стр. 469.

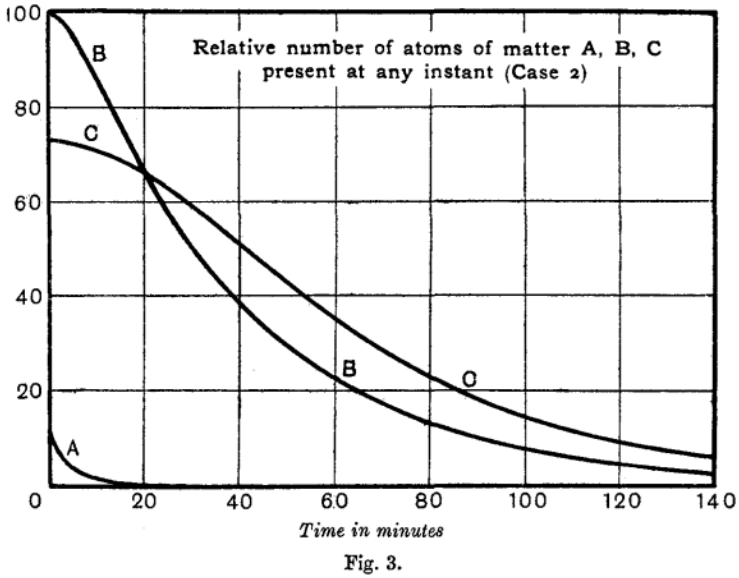


Fig. 3.

Рис. 6.23: Case II Относительное число атомов A, B, C . Резерфорд [57]

Относительное количество атомов A, B, C, существующих в любой момент времени, показано графически на рис. 6.23 Fig. 3, кривые A, B, C соответственно. Количество атомов Q_0 принято за 100 для сравнения, а зна-

чения $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ взяты в соответствии с изменениями активной зоны осаждения радия в течение 3.05, 26.8 и 19.,7 минут. Следует отметить, что кривые показывают изменение P, Q и R при удалении тела, которое длительное время подвергалось воздействию *постоянного* количества эманации. Кривые несколько отличаются для практического случая, когда тело подвергается воздействию *распадающегося* источника эманации.

Сравнение с рис.6.22 для короткой экспозиции очень наглядно демонстрирует изменение относительных количеств A, B, C, соответствующих случаям 1 и 2. В случае 2 количество C сначала уменьшается очень медленно. Это результат того, что поступление C за счет распада B сначала почти компенсирует распад C. Значения Q и R через несколько часов уменьшаются экспоненциально, падая до половины значения через 26.8 минут.

Рассмотрение формул для случаев 1 и 2 выявляет интересный момент: количество C в конечном итоге уменьшается по экспоненциальному закону с периодом 26.8 минут, что характерно для радия B, а не для радия C. Это выражение общего результата, согласно которому продукт с наибольшим периодом в конечном итоге определяет кривую распада во всех случаях.

СЛУЧАЙ 3. Предположим, что первичный источник поставлял вещество с постоянной скоростью в течение произвольного момента времени , а затем внезапно прекратил его поставки. Требуется определить количество веществ A, B, C в любой последующий момент времени.

Предположим, что каждую секунду осаждается n_0 частиц вещества . После времени облучения T число частиц P_T присутствующего вещества определяется формулой:

$$P_T = n_0 \int_0^T e^{-\lambda_1 t} = \frac{n_0}{\lambda_1}(1 - e^{-\lambda_1 T})$$

В любой момент времени t, после удаления источника, число частиц P вещества определяется формулой:

$$P = P_T e^{-\lambda_1 t} = \frac{n_0}{\lambda_1}(1 - e^{-\lambda_1 T})e^{-\lambda_1 t} \tag{6.86}$$

Рассмотрим число частиц $n_0 dt$ вещества , образовавшихся за интервал dt. В любой последующий момент времени t число частиц dQ вещества , образовавшихся в результате изменения A, определяется формулой: ...

$$\frac{Q}{Q_T} = \frac{ae^{-\lambda_2 t} - be^{-\lambda_1 t}}{a - b} \tag{6.87}$$

где

$$a = \frac{1 - e^{-\lambda_2 t}}{\lambda_2}, \quad b = \frac{1 - e^{-\lambda_1 t}}{\lambda_1}.$$

Аналогичным образом вычисляется количество частиц R вещества C ....

СЛУЧАЙ 4. Вещество поступает с постоянной скоростью из первичного источника. Требуется найти количество частиц A, B, C в любой последующий момент времени t, если изначально частицы A, B, C отсутствуют.

Решение можно получить следующим простым способом. Предположим, что условия случая 2 выполнены. Продукты A, B, C находятся в радиоактивном равновесии, и пусть P_0, Q_0, R_0 — количество частиц каждого из них. Предположим, что источник удален.

$$\vdots$$

$$\frac{P_1}{P_0} = 1 - e^{-\lambda_1 t} \tag{6.88}$$

$$\frac{Q_1}{Q_0} = 1 - (\lambda_1 e^{-\lambda_2} t - \lambda_2 e^{-\lambda_1} t)/(\lambda_1 - \lambda_2) \tag{6.89}$$

$$\frac{R_1}{R_0} = 1 - \lambda_3 (a e^{-\lambda_1 t} + b e^{-\lambda_2} t + c e^{-\lambda_3} t) \tag{6.90}$$

где a, b, c выражаются через $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ — см. §6.5.2. Таким образом, кривые, представляющие увеличение P, Q, R, во всех случаях являются дополнительными к кривым, показанным на рис. 6.23. Сумма ординат двух кривых роста и спада в любой момент времени равна 100.

§4 Вековые и переходные равновесия

Теория случаев 2 и 4 разработана на предположении о существовании постоянного равновесия между последовательными продуктами превращения. На практике это невозможно реализовать полностью, поскольку количество каждого радиоактивного вещества всегда уменьшается со временем. Однако, если первичный источник превращается настолько медленно, что не происходит существенного изменения его количества за интервал времени, необходимый для того, чтобы последующие продукты достигли приблизительного равновесия с первичным источником, это условие очень близко к выполнению. Это условие очень близко к выполнению, например, в случае радия и его продукта радона, где период первого составляет 1600 лет, а второго — 3.82 дня. Последний очень близко приближается к своему равновесному значению после непрерывной подачи радона из радия в течение 2 месяцев. В течение этого времени доля преобразованного радия составляет всего около 7/100 000, так что для рассматриваемого интервала его можно считать постоянным источником без существенной погрешности. Удобно применять термин «вековое» равновесие к этому и подобным случаям.

Рассмотрим далее важный случай радона и его продуктов Radium A, B и C — см. §5.2, рис. 5.9. Стадия равновесия между радоном и его продуктами достигаются после хранения радона около 5 часов, и количество каждого из

продуктов в конечном итоге убывает в геометрической прогрессии с периодом радона. Это случай «переходного» равновесия, ведь объемы продуктов меняются сравнительно быстро. Количество радия A, B или C в любой последующий момент времени всегда равно значительно больше, чем сумма для векового равновесия, когда Поступление радона поддерживается постоянным.

Рассмотрим, например, случай радия C. Используя обозначения из §3, число атомов S радия C в любой момент времени t определяется следующим образом:

$$S = ae^{-\lambda_1 t} + be^{-\lambda_2 t} + ce^{-\lambda_3 t} + de^{-\lambda_4 t},$$

где $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, , \lambda_4$ — константы превращения радона, радия A, B и C соответственно. Поскольку значение λ_1 значительно меньше, чем $\lambda_2, \lambda_3, , \lambda_4$, при больших значениях t важным становится только первый член, т.е. когда t велико.

$$S = \frac{\lambda_1\lambda_2\lambda_3 P_0}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1)(\lambda_4 - \lambda_1)} e^{-\lambda_1 t} \tag{6.91}$$

В момент времени t количество S_0 радия C, которое будет находиться в вековом равновесии с радоном, определяется следующим образом:

$$\lambda_1 P_0 e^{-\lambda_1 t} = \lambda_4 S_0.$$

Следовательно

$$\frac{S}{S_0} = \frac{\lambda_2\lambda_3\lambda_4}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1)(\lambda_4 - \lambda_1)} = 1.0089$$

Это показывает, что количество присутствующего радия C составляет на 0,89 процента *больше*, чем соответствует вековому равновесию. Например, рассмотрим определенное количество радона, существующего само по себе, и равное количество радона, связанное с количеством радия, с которым он находится в равновесии. Количество радия C, находящегося во временном равновесии с радоном в первом случае, составляет 0,89 процента, больше, чем во втором. Теперь γ-излучение (после прохождения через 2 см свинца) от радия, находящегося в равновесии, или от трубки, заполненной радоном, возникает главным образом от радия C. Если сравнить γ-излучение от трубки, содержащей радон, с излучением, обусловленным стандартным препаратом радия, прошедшим через 2 см свинца, то количество радона, фактически присутствующего в трубке в момент наблюдения, очевидно, составляет 0,89 процента, меньше, чем то, что было получено прямыми измерениями эффектов γ–излучения.

Аналогичным образом можно показать, что количество радия A и радия B, присутствующих в данном месте, составляет соответственно на 0.054 и 0.54 больше истинного равновесного количества.

Из этих соображений ясно, что кривая распада активного осадка после длительного воздействия источника радона, хранящегося в нем самом, не совсем точно соответствует теории, приведенной в §3, случай 2, поскольку относительные соотношения радия A, B и C выше истинного равновесия составляют 1.00054 : 1.0054 : 1.0089. Однако очевидно, что различия с теоретическими кривыми, приведенными на рис. 6.23, будут незначительными.»

§5 Применение к некоторым практическим случаям

Теперь рассмотрим несколько практических примеров, иллюстрирующих применение теории для отслеживания изменений активности при заданных начальных условиях, уделяя особое внимание некоторым случаям, важным для получения источников для экспериментов по α-, β- и γ-излучению.

Сначала рассмотрим изменения активности тела, которое подвергалось постоянному воздействию радона в течение достаточного времени, до достижения равновесия. После удаления активное вещество состоит из радия A, радия B и радия C, находящихся в равновесии, так что в секунду распадается одинаковое количество атомов каждого из них. Последовательность изменений в активном осадке показана ниже. Периоды и излучения продуктов суммируются.

$$\begin{array}{ccccccc} & \overset{\alpha}{} & & \overset{\beta+\gamma}{} & & \overset{\alpha+\beta+\gamma}{} & \\ \text{Radium A} & \longrightarrow & \text{Radium B} & \longrightarrow & \text{Radium C} & \longrightarrow & \\ \text{3.05 min} & & \text{26.8 min} & & \text{19.7 min} & & \end{array}$$

Изменение относительного числа атомов A, B и G во времени показано на рис. 6.23 — Fig 3. Радий A испускает лучи α, радий B — только лучи β- и γ, тогда как вследствие сложных изменений, происходящих в радии C, можно предположить, что этот продукт для этой цели испускает лучи α-, β- и γ.

Активность, измеряемая числом α-частиц, испускаемых в секунду, равна $\lambda_1 P + \lambda_3 R$ и, следовательно, может быть рассчитана. Очевидно, что в момент удаления из радия A и из радия C испускается одинаковое количество α-частиц в секунду. Принимая общее число частиц за 100, кривые распада показаны на рис. 6.24 — Fig 4.

Кривая AA представляет собой распад активности только радия радия A, кривая $A+B+C$ представляет распад, обусловленный радием A и радием C вместе, в то время как кривая $LL.B + C$, которая пересекает ось ординат в точке 50, показывает α-активность радия C.

Активность радия C только радия C сначала медленно уменьшается, достигает половины значения за 55 минут и в конечном итоге уменьшается экспоненциально в соответствии с периодом радия B, а именно, до половины значения за 26.8 минут. Это иллюстрация общего факта, что наибольшbq

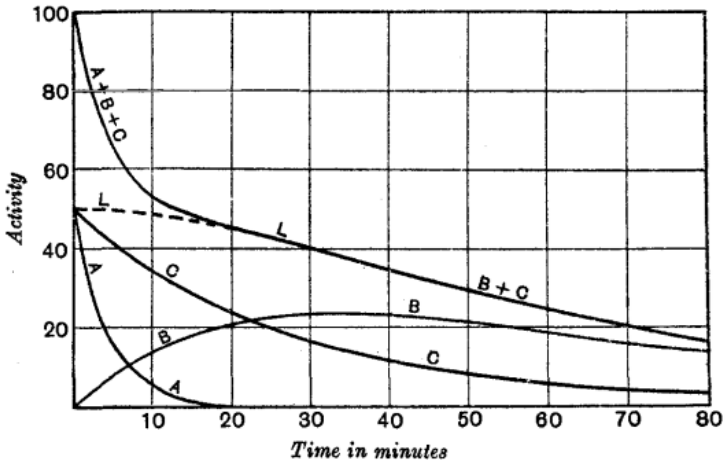


Fig. 4.

Рис. 6.24: Относительное число атомов Radium A, B, C. Резерфорд [57]

период всегда в конечном итоге определяет скорость распада последующих тел.

Кривая $B + C$, очевидно, состоит из двух компонентов: один обусловлен экспоненциальным распадом присутствующего в момент удаления радия C, представленным кривой CC, а другой — новым образованием радия C, возникающим в результате последующего превращения радия B в радий C, представленного кривой BB. Результаты были бы совершенно иными, если бы мы измеряли изменение активности с помощью лучей β- и γ. Предполагая, что на каждый атом радия B и радия C испускается один β-луч, число β- учей в секунду равно $\lambda_2 Q + \lambda_3 R$. Однако, поскольку β-лучи от радия B и радия C очень сильно различаются по проникающей способности, активность, измеренная в электроскопе, будет пропорциональна $\lambda_2 Q + \lambda_3 R$, где K — константа, представляющая относительный эффект ионизации в электроскопе средней β-частицы, испускаемой радием C, по сравнению с β-частицей, испускаемой радием B.

Аналогичный аргумент применим, если распад измеряется γ-лучами. γ-лучи, испускаемые радием B, в среднем гораздо менее интенсивны и проникающи, чем γ-лучи от радия C. Мозли и Маковер показали, что если активность измеряется через свинцовый лист толщиной 2 см, практически все γ-лучи от радия B останавливаются, и активность γ-лучей уменьшается в

соответствии с количеством радия С, показанным кривой $B + C$ рис. 6.24 — Fig 4. Это важный результат, поскольку эффект γ-лучей после прохождения через 2 см свинца дает прямое измерение количества присутствующего радия С. Поскольку проникающие γ-лучи от радия в равновесии обусловлены его продуктом — радием С, активность источника радия С может быть выражена через активность γ-лучей, проявляемую заданным количеством радия — элемента в равновесии.

Таблицы распада радия А, радия В и радия С после длительного воздействия источника радона были приведены Стефаном Мейером и Эгоном фон Швайдлером в их книге «Радиоактивность», 2 изд., [55], стр. 437 .

Если радий С в любой момент времени отделяется от активного осадка, например, путем погружения никелевой пластины в раствор осадка, активность, измеренная в виде α-, β- или γ-лучей, экспоненциально убывает с периодом 19.7 минут.

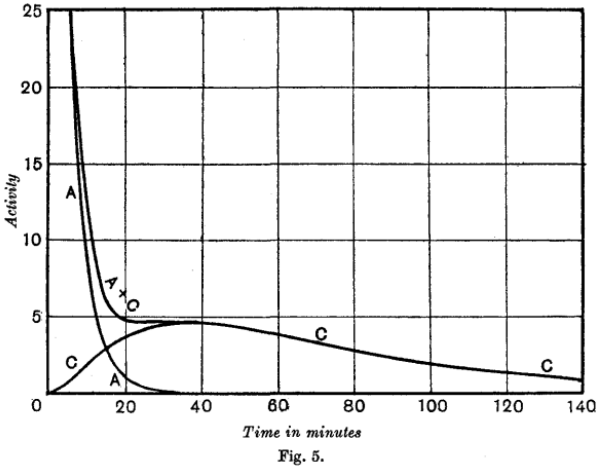


Рис. 6.25: Убывание активности активного осадка. Резерфорд [57]

Для иллюстрации изменения активности во времени рассмотрим также убывание активности активного осадка вследствие очень короткого воздействия — несколько секунд — радона. В этом случае активность α-лучей в момент удаления обусловлена радием А, а затем радием А и радием С вместе.

Кривая AA, рис. (6.25) — Fig. 5, представляет активность, обусловленную A, которая экспоненциально убывает с периодом 3.05 минуты. Чтобы наглядно показать на рисунке относительно малую активность, обусловлен-

ную C, активность, обусловленная A, нанесена на график после интервала в 6 минут, когда активность уменьшилась до 25 процентов от своего максимального значения. Активность, обусловленная C, пропорциональна $\lambda_3 R$, и для того, чтобы представить активность, обусловленную C, в том же масштабе, что и A, необходимо уменьшить масштаб ординат кривой CC на рис. 6.22 — Fig. 2 в соотношении λ_3/λ_1. Таким образом, активность, обусловленная C, представлена кривой CC, рис. 6.25 — Fig. 5, а полная α-активность — кривой $A + C$, ординаты которой являются суммой ординат кривых A и C. Активность, обусловленная C, проходит через максимум примерно через 35 минут.

Если активность измерялась бы γ-лучами через 2 см свинца, график следовал бы кривой CC.

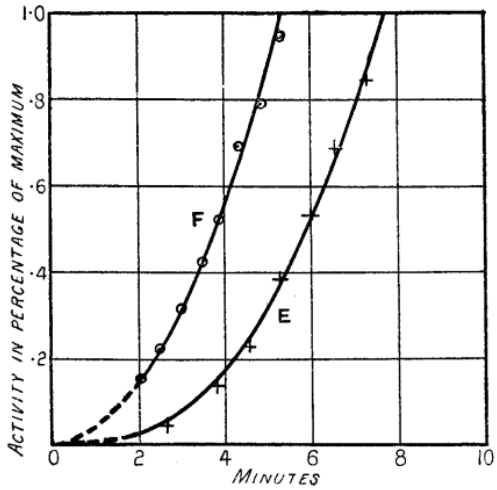


Fig. 6.

Рис. 6.26: Иллюстрация вторичной γ-активности при прохождении α-лучей. Резерфорд [57]

Существует еще один интересный случай, который оказался важным в экспериментах по проверке того, могут ли α-лучи, проходящие через вещество, возбуждать проникающие γ-лучи ([57], §111). Некоторое количество радона внезапно вводится в закрытую трубку. Необходимо найти изменение количества радия C в течение первых нескольких минут после введения радона. Очевидно, что количество R_1 радия C через время t определяется уравнением (20), где R_0 — конечное равновесное значение. Увеличение ак-

тивности в течение первых 10 минут показано кривой E на рис. 6.26 — Fig. 6. Это соответствует увеличению активности γ-лучей, измеренной через 2 см свинца. Видно, что количество радия C через 4 минуты составляет менее 1/500 от конечного максимума. Кривая F показывает эффект γ-лучей, обусловленный как радием B, так и C, вместе при условиях, когда поглощающие экраны соответствовали 3 мм свинца. Наибольшее воздействие гамма-лучей радия B проявляется в экспериментах такого рода.

6.5.2 Система уравнений Бейтмена

Уравнения (или система уравнений) Гарри Бейтмена описывают изменение концентраций радиоактивных изотопов в цепочке последовательных распадов

Рассмотрим статью Бейтмана «The solution of a system of differential equations occurring in the theory of radio-active transformations» [420].

« 1. Профессор Резерфорд [34] показал, что количества первичного вещества и различных продуктов в данном количестве радиоактивного вещества изменяются в соответствии с системой дифференциальных уравнений.

$$\begin{cases} \dfrac{dP}{dt} = -\lambda_1 P \\ \dfrac{dQ}{dt} = \lambda_1 P - \lambda_2 Q \\ \dfrac{dR}{dt} = \lambda_2 Q - \lambda_3 R \\ \dfrac{dS}{dt} = \lambda_3 R - \lambda_4 S \\ \dots \end{cases} \tag{6.92}$$

где $P, Q, R, S, T, \dots$ обозначают количество атомов первичного вещества и последующих продуктов, присутствующих в момент времени t.

Профессор Резерфорд рассчитал различные случаи, когда помимо первичного вещества присутствуют только два продукта, и на первый взгляд кажется, что результаты можно распространить на любое количество продуктов без особых усилий.

К сожалению, простой метод несимметричн и трудоемок, и поскольку результаты вычислений необходимы в некоторых исследованиях, проводимых в области радиоактивности, автор счел целесообразным опубликовать простой и симметричный метод получения необходимых формул.

2. Введем набор вспомогательных величин $p(x), q(x), r(x), \dots$ зависящих

от переменной x и связанных с величинами $P(t), Q(t), R(t), ...$ уравнениями:

$$p(x) = \int_0^\infty e^{-xt} P(t)dt, \quad q(x) = \int_0^\infty e^{-xt} Q(t)dt \tag{6.93}$$

Легко видеть, что

$$\int_0^\infty \frac{dP}{dt} dt = -P(0) + x \int_0^\infty e^{-xt} P(t)dt = -P_0 + xp \tag{6.94}$$

где p обозначает $p(x)$, а P_0, для $P(0)$, начальное значение $P(t)$.

Умножая уравнения (6.92) на e^{-t} и интегрируя от 0 до по t, получаем систему уравнений:

$$\begin{cases} xp - P_0 = -\lambda_1 p \\ xq - Q_0 = \lambda_1 p - \lambda_2 q \\ xr - R_0 = \lambda_2 q - \lambda_3 r \\ xs - S_0 = \lambda_3 r - \lambda_4 s \\ \dots \end{cases} \tag{6.95}$$

из которой значения p, q, r можно получить сразу.

Если $Q_0 = R_0 = S_0 = ... = 0$, т. е. если изначально присутствует только одно вещество, то имеем:

$$p = \frac{P_0}{x + \lambda_1}, \quad q = \frac{\lambda_1 P_0}{(x + \lambda_1)(x + \lambda_2)}, \quad r = \frac{\lambda_1 \lambda_2 P_0}{(x + \lambda_1)(x + \lambda_2)(x + \lambda_3)} \tag{6.96}$$

и для n-го продукта:

$$\nu(x) = \frac{\lambda_1 \lambda_2 \dots \lambda_{n-1} P_0}{(x + \lambda_1)(x + \lambda_2) \dots (x + \lambda_n)} \tag{6.97}$$

Разложив это на частичные дроби, получаем:

$$\nu(x) = \frac{c_1}{x + \lambda_1} + \dots + \frac{c_n}{x + \lambda_n}, \tag{6.98}$$

где

$$\begin{cases} c_1 = \dfrac{\lambda_1 \lambda_2 \dots \lambda_{n-1} P_0}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1) \dots (\lambda_n - \lambda_1)} \\ c_2 = \dfrac{\lambda_1 \lambda_2 \dots \lambda_{n-1} P_0}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_3 - \lambda_2) \dots (\lambda_n - \lambda_2)} \\ \dots \end{cases} \tag{6.99}$$

Чтобы получить соответствующую функцию $N(t)$, необходимо решить: интегральное уравнение:

$$\nu(x) = \int_0^\infty e^{-xt} N(t)dt, \tag{6.100}$$

Теперь Лерх показал, что существует *только одна непрерывная функция* N(t), которая даст заданную функцию $\nu(x)$; следовательно, если мы найдем функцию, удовлетворяющую этому условию, она: будет решением нашей задачи. Однако ясно, что:

$$\frac{1}{x+\lambda} = \int_0^\infty e^{-xt} e^{-\lambda t} dt, \tag{6.101}$$

следовательно, приведенное выше значение $\nu(x)$ получается путем взятия:

$$N(x) = c_1 e^{-\lambda_1 t} + c_2 e^{-\lambda_2 t} + \ldots + c_n e^{-\lambda_n t}, \tag{6.102}$$

где константы имеют значения, заданные формулой (6.99).

В случае, когда $Q(0), R(0), \ldots$ не равны нулю, имеем:

$$\begin{cases} p = \dfrac{P_0}{x+\lambda_1}, \quad q = \dfrac{\lambda_1 P_0}{(x+\lambda_1)(x+\lambda_2)} + \dfrac{Q_0}{x+\lambda_2}, \\ r = \dfrac{\lambda_1\lambda_2 P_0}{(x+\lambda_1)(x+\lambda_2)(x+\lambda_3)} + \dfrac{Q_0}{x+\lambda_2} + \dfrac{Q_0}{(x+\lambda_2)(x+\lambda_3)} \\ \ldots \end{cases} \tag{6.103}$$

и мы можем получить значения P, Q, R выразив эти величины через частичные дроби, как и прежде.

Полное решение для случая первичного вещества P и трех продуктов Q, R, S имеет вид: ...

Метод является совершенно общим, и соответствующие формулы для случая $n-1$ продуктов могут быть записаны сразу, используя (6.99).

Общая формула охватывает все четыре случая, рассмотренные Резерфордом ([34] — здесь §6.5.1). Например, в случае 2, когда изначально существует *радиоактивное равновесие*, мы имеем (см. (6.85)):

$$n_0 = \lambda_1 P_0 = \lambda_2 Q_0 = \lambda_3 R_0 = \lambda_4 S_0. \tag{6.104}$$

Решения тогда имеют вид:

$$\begin{cases} P = \dfrac{n_0}{\lambda_1} e^{-\lambda_1 t}, \quad Q = \dfrac{n_0}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_1 t} + \dfrac{n_0\lambda_1}{\lambda_2(\lambda_2 - \lambda_1)} e^{-\lambda_2 t}, \\ R = \dfrac{n_0}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1)} e^{-\lambda_1 t} + \dfrac{n_0\lambda_1}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_2 - \lambda_1)} e^{-\lambda_2 t} + \dfrac{n_0\lambda_1\lambda_2}{\lambda_3(\lambda_1 - \lambda_3)(\lambda_2 - \lambda_3)} e^{-\lambda_3 t} \\ S = \ldots \end{cases} \tag{6.105}$$

Решение для случая n-1 продуктов задается формулой:

$$N(x) = \sum c_r e^{-\lambda_r t}, \tag{6.106}$$

где константы c_r, получаются выражением:

$$\frac{\lambda_1\lambda_2\ldots\lambda_{n-1}}{x(x+\lambda_1)(x+\lambda_2)\ldots(x+\lambda_n)}, \tag{6.107}$$

Метод, с помощью которого было получено решение системы дифференциальных уравнений, имеет очень широкое применение, и, в частности, может быть использован для решения задач, зависящих от дифференциального уравнения вида в частных производных ... »

6.5.3 Открытие разветвленного распада тория С

Рассмотрим публикацию Марсдена и Дарвина «The Transformations of the Active Deposit of Thorium» [398]. Она последовала за экспериментальной статьёй Марсдена и Баррета [397] — см. §6.4.2.

Марсден и Дарвин доказали, что торий-С не просто распадается в один следующий элемент, а имеет две разные ветви распада — *разветвленный распад*. Часть атомов испускает альфа-частицы, превращаясь в один элемент, а часть — бета-частицы, превращаясь в другой. В современной номенклатуре это соответствует распаду висмута-212, который с вероятностью ≈64% претерпевает β-распад в полоний-212, а с вероятностью ≈36% — α-распад в таллий-208.

« В данной работе рассматривается серия экспериментов, проведенных с целью обнаружения генетической структуры различных продуктов активного месторождения тория. Основная часть работы посвящена природе превращений, происходящих в продукте или продуктах, обычно обозначаемых как торий С. Эти превращения представляют особый интерес и важность, поскольку будет показано, что существуют несомненные доказательства того, что атомы одного вида вещества имеют два различных способа распада.

Принятая номенклатура будет основана на номенклатуре, предложенной Резерфордом и Гейгером [402], которая выглядит следующим образом (см. §5.2):

							$\frac{C_1+C_2}{\|\|}$		
Product.....	Th Em.	→	Th A	→	Th B	→	Th C	→	Th D
Radiation	α		α		β		α (4·8 and 8·6)		$\beta+\gamma$

Рис. 6.27: Цепочка распадов от ThEm до ThD. Марсден и Дарвин, 1912 г. [398]

Однако в результате наших экспериментов мы обнаружили, что из атомов тория С некоторые, которые мы будем обозначать как C_α, испускают α-

частицы с дальностью 4,8 см; а некоторые, которые мы будем обозначать как C_β, испускают проникающие β-лучи.

Более того, наши результаты показывают, что атомы C_α при распаде дают β-лучевой продукт, обычно известный как торий D, в то время как атомы C_β распадаются на очень короткоживущий α-лучевой продукт торий C2. Таким образом, наш C_α соответствует продукту, указанному выше как C1, в то время как наш C_β соответствует родительскому атому C2, предложенному Марсденом и Барраттом [397], и обозначенному в их статье как C1'. В дальнейшем, когда мы говорим о тории C, мы будем иметь в виду объединенные C_α и C_β. Торий C также будет обычно включать C2, из-за очень короткого периода последнего.

В активном осадке тория сомнительным вопросом является взаимосвязь двух продуктов α-излучения: C_α и C2. Тот факт, что один из них не является родителем другого, подтверждается экспериментами по отдаче Ганна и Мейтнер [387], которые доказали, что если бы это было так, то второй из продуктов должен был бы иметь период менее нескольких секунд, а также экспериментами одного из нас совместно с Гейгером и Барраттом [397], которые показали, что второй продукт не может иметь очень короткий период. Сравнивая количество α-частиц из активного осадка с количеством из эманации, Бронсон [419] и Гейгер и Марсден [283] показали, что последняя дает вдвое больше, чем первая.

Поскольку эманация включает второй продукт, короткоживущий торий A, это допускает только одну α-частицу для активного осадка. Барратт и Марсден обнаружили, что на каждую короткодействующую α-частицу (торий C_α, 4,8 см) приходится 1,8 α-частицы с большим радиусом действия (торий C2, 8,6 см). Поскольку простая теория распада требует, чтобы последовательные продукты давали одинаковое количество α-частиц, этот результат указывает на точку ветвления в семействе, в которой 35 процентов атомов дают α-частицы с радиусом действия 4-8 см, а 65 процентов — частицы с радиусом действия 8,6 см.

Проведенные нами эксперименты были разработаны для того, чтобы прояснить, как возникает эта ветвь. Их можно разделить следующим образом:

(1) Исследование магнитного спектра α-частиц из активного осадка тория.

(2) Попытки разделить торий C_α и торий C2.

(3) Исследование происхождения β- и γ-излучений, испускаемых активным осадком.

(1) Исследования магнитного спектра

Проволоку приводили в действие, подвергая её воздействию излучения от мощного источника мезотория. α-частицы, исходящие из этой проволоки, после прохождения через тонкий слой слюды для увеличения отношения их

скоростей выхода и через тонкую щель, расположенную параллельно проволоке, отклонялись в сильном магнитном поле и падали на экран из сульфида цинка, при этом вся установка откачивалась. Подсчет количества сцинтилляций проводился в разных точках экрана.

Полученная кривая распределения для конкретного эксперимента показана на рис. 6.28, где A представляет собой неотклоненный пучок, B и C — полосы, соответствующие отклоненным α-частицам C_α и C2 соответственно. Из-за ширины щели и поля микроскопа, необходимых для получения разумного числа сцинтилляций, большая точность не ставилась целью, но результаты оказались вполне достаточными, чтобы показать, что ранее определенное соотношение C_α и C2 приблизительно верно [397] и что оба типа α-частиц являются вполне нормальными.

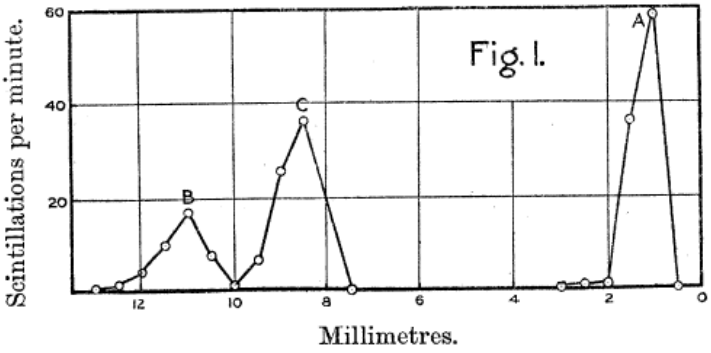


Рис. 6.28: Число α-частиц для разных пучков. Марсден и Дарвин, 1912 г. [398]

(2) Попытки разделить торий C_α и торий C2

Теперь возникает вопрос, являются ли C_α и C2 действительно разными продуктами или же одно и то же вещество. Торий C, испускает одни частицы с дальностью 4,8 см, а другие — с 8,6 см. В первом случае мы могли бы надеяться разделить эти два продукта. В этой связи эмпирическое соотношение, приведенное Гейгером и Неттолом [241], [242] — см. §3.4, связывающее периоды α-излучения с дальностью его α-частиц, указывает на то, что продукт с дальностью 4,8 см имеет период, примерно равный обычному периоду тория C (один час), в то время как период продукта с дальностью 8,6 см должен составлять всего около $10^{\smile}12$ секунд. Если бы это было так, то при кратковременном воздействии тория C2 должен был бы почти мгновенно достичь

равновесия с торием B, в то время как активность тория C должна была бы достигать максимума примерно через 225 минут. Поэтому мы сравнили кривые повышения активности тория C_α и тория C2 после облучения пластины излучением из сильного препарата мезотория в течение примерно одной минуты. Для проведения сравнения использовался чувствительный α-электроскоп, и повышение активности измерялось (1) с активной пластиной, покрытой фольгой, достаточной для остановки α-частиц в диапазоне 4-8 см, и (2) с непокрытой активной пластиной. В случае (1) мы измеряем только C2, а в случае (2) активность C_α + C2. Обе кривые достигли максимума примерно через 225 минут, и результаты многих экспериментов показали совпадение периодов, полученных двумя методами, с точностью до 1 процента. Следовательно, если предположить, что правило Гейгера выполняется, мы должны представить себе схему распада примерно следующего вида:

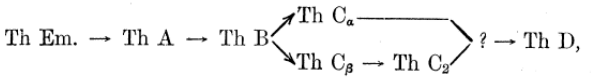


Рис. 6.29: Цепочка распадов от ThEm до ThD с ветвлением. Марсден и Дарвин, 1912 г. [398]

где торий C_β представлял бы собой беслучевой или β-лучевой продукт примерно того же периода, что и C_α, и который можно было бы идентифицировать по тому, что он сопровождается α-лучевым продуктом дальнего действия C2.

Фон Лерх [399] 1905 г. показал, что различные продукты активного осаждения тория могут быть разделены электролизом или погружением пластин никеля и т. д. в раствор активного осаждения. Фон Хевеши [262] 1912 г. недавно расширил эти результаты и показал, что при погружении металлической пластины в раствор активного осаждения относительное количество продуктов, которые осаждаются на ней, зависит от ее электрохимического потенциала относительно раствора. Таким образом, никель осаждает практически чистый торий C в кислом растворе, в то время как цинк, будучи сильно электроположительным, покрывается в нейтральном растворе торием B вместе с лишь примерно 20 процентами его равновесного количества тория C. Другие металлы, такие как медь и кадмий, дают промежуточные соотношения двух продуктов.

Если торий C_β существует, то мы могли бы ожидать его отделения от тория C_α путем погружения пластин с различными электрохимическими потенциалами в растворы активного осадка и сравнения отношения числа испускаемых α-частиц в диапазонах 4,8 и 8,6 см. Для проведения этого сравнения мы использовали тот же метод, что и при сравнении кривых нарас-

тания, т.е. сравнивали утечки в α-электроскопе, когда источник был покрыт фольгой в количестве, достаточном для остановки частиц в диапазоне 4,8 см, и когда источник был без фольги. Отношение во всех случаях было одинаковым и равным отношению для обычного активного осадка тория. Опять же, скорость затухания активности никелевой пластины, погруженной в раствор активного осадка, была одинаковой как без фольги, так и с фольгой, в то время как кривые нарастания активности цинковой пластины были совершенно одинаковыми.

Мы также получили торий C путем отдачи из продукта излучения β-излучения тория B и обнаружили, что отношение числа α-частиц с различными диапазонами было таким же, как и для обычного активного осадка в равновесии.

Разделение C_α и C2 не удалось получить в экспериментах, в которых активный осадок нагревали до различных температур до 1000°C, причем эта температура была выше точек испарения как тория B, так и тория C.

(3) Исследования β- и γ-излучений

Поскольку предыдущие эксперименты полностью не смогли разделить продукты α-излучения, было проведено исследование β-излучения. Предполагая, что правило Гейгера и Наттолла справедливо, мы увидели, что необходимо предположить существование родительского вещества для тория C2, которое мы обозначили как C_β. Это гипотетическое вещество не может испускать α-излучение, поэтому мы провели проверку на наличие β-излучения.

Было показано различными исследователями Лерх 1906 г. [400], Ган и Мейтнер 1908 г. [386], Коварик 1910 г. [288], Гейгер и Коварик [289], что β-лучи активного осадка тория состоят из двух наборов: медленных β-лучей ($\mu = 130$) от тория B и относительно жестких быстрых β-лучей ($\mu = 16.3$), обычно приписываемых торию D. Нам достаточно рассмотреть только последние при проверке наличия лучей от тория C_β, и мы сравнили кривую поглощения β-лучей от тория (C + D) с кривыми поглощения от чистого тория D. Торий (C + D) был получен методом фон Лерха, при котором никелевую пластину погружали в горячий раствор активного осадка в соляной кислоте. В этих условиях с тщательно отполированными пластинами нам удалось получить чистый (C + D) практически без тория B. Перед снятием кривых поглощения выдерживали достаточное время после извлечения пластины из раствора, чтобы торий C и D достигли равновесия. Чистый торий D был получен путем отдачи с пластины, покрытой активным осадком.

Результаты представлены на графиках (C + D) и (D), показанных на рис. 6.30, при этом для сравнения также приведена кривая поглощения β-лучей от всего активного слоя (B + C + D).

Из анализа кривых видно, что лучи от тория (C + D) обладают большей проникающей способностью, чем лучи от тория D, что позволяет предполо-

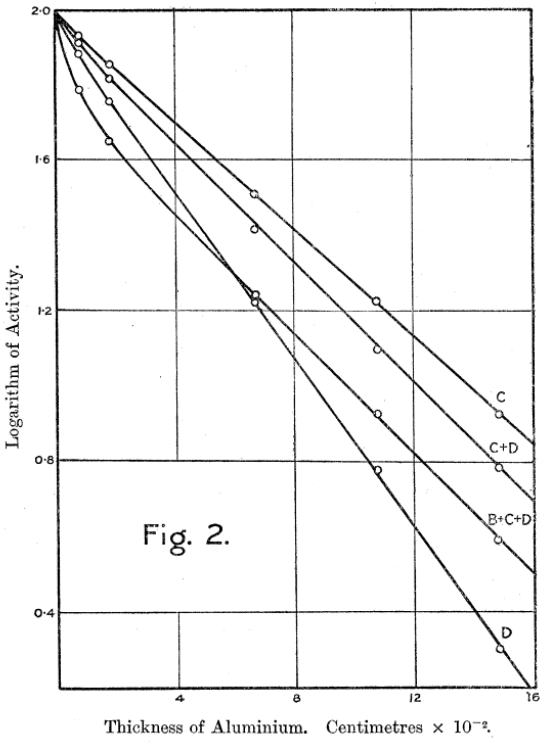


Рис. 6.30: Активность при поглощении в алюминии. Марсден и Дарвин, 1912 г. [398]

жить, что торий C_β может существовать и испускать еще более проникающие β-лучи. В любом случае, результаты показывают, что проникающие β-лучи должны быть отнесены к торию C.

Теперь рассмотрим рост тория D из тория C. В экспериментах фон Лерха и Вартбурга [401], в которых торий C отделяли электролизом или на никеле с очень коротким периодом облучения, было обнаружено, что активность β-излучения возрастала со временем в течение примерно 10 минут, а затем снижалась с периодом облучения тория C. Этот рост активности связывали с ростом тория D, но ни в одном из экспериментов активность не возрастала от нуля, что имело бы место, если бы чистый торий C был осажден на никелевой пластине и если бы торий C не излучал β-излучение. Фон Лерх

предположил, что, как ему казалось, вполне разумно, некоторое количество тория D осаждалось на пластине вместе с торием C, но в меньшем количестве, чем равновесное количество.

Однако, учитывая результаты наших экспериментов, возможно, что начальная активность может быть частично или полностью обусловлена β-лучами тория C. Если это так, и если β-лучи тория C более жёсткие, чем лучи тория D, то следует ожидать, что при измерении повышения активности через достаточно толстый слой алюминиевой фольги повышение будет меньше, чем в обычном случае, поскольку более проникающие лучи станут более важным фактором. Поэтому мы провели эти эксперименты, погружая никелевую пластину в раствор активного осадка тория примерно на полминуты (т.е. достаточное время для получения приемлемой активности) и быстро перенося её в электроскоп для измерения. Повышение активности в конкретном эксперименте показано на рис. 6.31, при этом измерения проводились попеременно без абсорбционных фольг (β) и с абсорбционными фольгами, равными 0,067 см. алюминий (β') - Из кривых видно, что наши предположения оправданы.

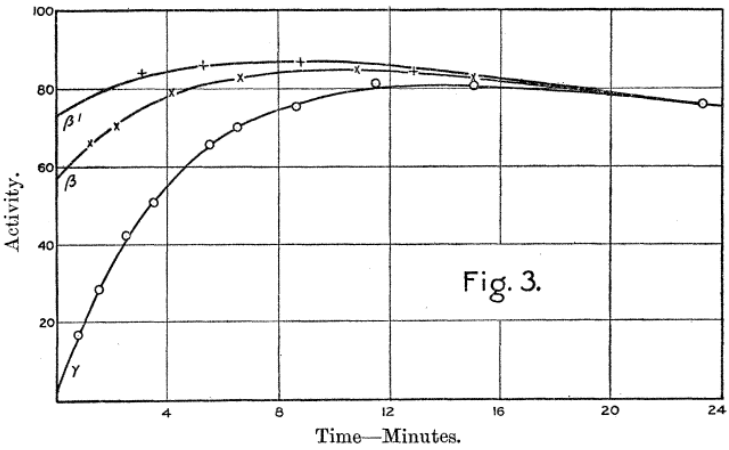


Рис. 6.31: Активность в зависbмости от времени. Марсден и Дарвин, 1912 г. [398]

Выше мы упомянули, что при построении кривых поглощения тория (C + D) и тория D мы внесли поправки на утечки γ-излучения. Было замечено, что, в то время как эффект γ-излучения в случае C + D составлял всего 1,5% от эффекта γ-излучения, в случае тория D он составлял 2,5% [34]. Это говорит о том, что торий D излучает больше γ-излучения, чем торий C. Поэто-

му мы повторили описанные выше эксперименты с γ-излучением, наблюдая изменение активности γ-излучения во времени для никелевой пластины, погруженной в раствор активного осадка на полминуты. Возникла трудность в получении небольшого количества активности, для чего потребовался специально большой γ-лучевой электроскоп. Результат конкретного эксперимента показан на рис. 6.31 (γ), и будет видно, что активность γ-лучей возрастает с очень малого начального значения, указывая на то, что практически все γ-излучение исходит от тория D, и что очень мало тория D осаждается на пластине вместе с торием C.

Приведенные выше кривые нарастания для β- и γ-лучей были проанализированы и выражены как:

$$I_t = L(e^{-\lambda_C t} - \sigma^{-1} e^{-\lambda_D t})$$

где I_t — количество ионизации в момент времени t, L и σ являются константами, а λ_C и λ_D — константы превращения тория C и тория D соответственно.

Анализ уравнения покажет, что, если бы весь эффект был обусловлен торием D, σ было бы равно 1, тогда как, если бы вся активность была обусловлена C, σ было бы бесконечно. В промежуточном случае, чем больше σ, тем меньше доля, приписываемая D. В таблице 6.12 приведены значения a в нескольких экспериментах. Значения, взятые для λ_C и λ_D , составляют 0,0115 и 0,226 мин$^{-1}$ соответственно. В ходе различных экспериментов мы провели большое количество измерений периодов тория B, C и D. Найденные средние значения составляют 10.6 часов, 60.3 и 3.07 минут соответственно. Эти значения хорошо согласуются с данными других наблюдателей и вероятно, верны с точностью менее 1 процента.

β-rays, σ_β	γ-rays σ_γ
2.29	1.055
2.34	1.02
2.46	1.045
2.44	1.06
2.38	

Таблица 6.12: Значения σ, вычисленные из кривых нарастания сигнала Table I. Марсден и Дарвин, 1912 г. [398]

Следует отметить, что значения σ незначительно различаются в разных экспериментах. Помимо погрешностей измерения, это, вероятно, связано с вариациями электрохимического потенциала никелевых пластин, хотя перед каждым экспериментом была проявлена значительная осторожность при полировке. Таким образом, в разных экспериментах будут наблюдаться вариации небольшого количества D, изначально присутствующего. Торий D, по-

видимому, электрохимически очень похож на торий B. Случаи, когда B был обнаружен на никелевых пластинах, также были случаями, когда кривые поднимались от несколько высокого начального значения, в то время как мы смогли осадить торий D на цинковой пластине из раствора C + D, и это электрохимическое свойство тория B.

Отдача тория D от тория C

Прежде чем более подробно рассмотреть выводы, которые можно сделать из вышеприведенных экспериментов, будет удобно описать некоторые эксперименты по эффективности отдачи тория D от тория C. Металлическая пластина была активирована активным осадком путем воздействия эмания. Отдача тория D получалась с этой пластины на второй пластине, расположенной примерно в 1 мм от нее на воздухе и при отрицательном потенциале 200 вольт. Было установлено, что при измерении с помощью β-лучей 31 процент активности источника может быть передан на пластину отдачи, тогда как при измерении с помощью β-лучей это соотношение составляет всего 8,8 процента, что равно 13,4 процента, с поправкой на мягкое β-излучение тория B.

Специальные эксперименты показали, что торий B не излучает значительного γ-излучения, и, предполагая, что торий C не излучает γ-лучей, из этих соотношений легко рассчитать, что торий C должен излучать примерно в 1,3 раза больше β-излучения, чем торий D, находящийся с ним в равновесии. Важность этого соотношения (далее обозначаемого $\nu\beta_C/\nu\beta_D$) станет известна позже.

Интерпретация результатов

Для интерпретации полученных результатов необходимо провести более точный анализ. Данные по α-частицам убедительно доказывают наличие ветви на тории C и определяют соотношение 65:35 для двух ее членов. Вполне разумно предположить, что торий D происходит из одной или обеих этих ветвей, то же самое относится и β-излучению C. Предположим, что доля ν тория C дает β-излучение, а доля μ в конечном итоге становится торием D, принимающим любое из значений 0.35, 0.65 или 1.0. Рассматривая приведенные выше кривые роста тория D от тория C, количества продуктов, присутствующих в любой момент времени t, определяются уравнениями.

$$\frac{\partial C}{\partial t} = -\lambda_C C; \quad \frac{\partial D}{\partial t} = \mu\lambda_C C - \lambda_D D. \tag{6.108}$$

Никелевая пластина иногда извлекает определенное количество тория D из раствора. Пусть это будет доля k от равновесного количества атомов C, то

есть для любого атома C первоначально на плате содержится $k\mu\lambda_C/(\lambda_D{}^-\lambda_C)$ тория D. Тогда в любой момент времени t

$$C = Ne^{-\lambda_C t}; \quad D = N\frac{\mu\lambda_C}{\lambda_D - \lambda_C}\left\{e^{-\lambda_C t} - (1-k)e^{-\lambda_D t}\right\}. \tag{6.109}$$

Пусть β_D — эффект ионизации β-лучами в электроскопе одного распадающегося атома тория D, и пусть β_C — соответствующая величина для той доли ν тория C, которая дает β-лучи. Тогда кривая, которая будет наблюдаться в электроскопе, будет иметь вид

$$I_\beta = \nu\beta_C\lambda_C C + \beta_D\lambda_D D = \\ = N\lambda_C\left\{e^{-\lambda_C t}\left(\nu\beta_C + \mu\beta_D\frac{\lambda_D}{\lambda_D - \lambda_C}\right) - e^{-\lambda_C t}(1-k)\mu\beta_D\frac{\lambda_D}{\lambda_D - \lambda_C}\right\}$$

Таким образом, указанная выше величина σ_β — это

$$\sigma_\beta = \left\{\nu\beta_C + \mu\beta_D\frac{\lambda_D}{\lambda_D - \lambda_C}\right\} / \left\{(1-k)\mu\beta_D\frac{\lambda_D}{\lambda_D - \lambda_C}, \right\}$$

откуда

$$\frac{\nu\beta_C}{\mu\beta_D} + k\frac{\lambda_D}{\lambda_D - \lambda_C}\sigma_\beta = (\sigma_\beta - 1)\frac{\lambda_D}{\lambda_D - \lambda_C}. \tag{6.110}$$

Точно так же для γ-лучей

$$\frac{\nu\gamma_C}{\mu\gamma_D} + k\frac{\lambda_D}{\lambda_D - \lambda_C}\sigma_\gamma = (\sigma_\gamma - 1)\frac{\lambda_D}{\lambda_D - \lambda_C}. \tag{6.111}$$

Взяв соответствующие выбранные значения σ из таблицы 6.12, получаем в случае γ-лучей, подставив $\sigma_\gamma = 1.03$,

$$\nu\gamma_C/\mu\gamma_D < 0.03; \quad k < 0.03. \tag{6.112}$$

Предполагая, что k одинаков в экспериментах с β-лучами, мы можем теперь подставить крайние значения 0 и 0.03 и, подставив значение $\sigma_\beta = 2.38$ получить

$$\nu\beta_C/\mu\beta_D \text{ лежит между } 1.455 \text{ и } 1.38. \tag{6.113}$$

Поскольку это соотношение известно в довольно узких пределах, очень просто вывести кривую поглощения чистого тория C из кривых (C + D) и D. Кривая показана на рис. 6.30. Коэффициенты поглощения, соответствующие кривым C, C + D и D, составляют 15.6, 18.8 и 24.8 $см^{-1}$ Al соответственно. Гейгер и Коварик [289] дают значение 16.3 для (C + D), разница вероятно,

обусловлена экспериментальной установкой. Предполагая, что значения пропорциональны, коэффициенты поглощения тория C и тория D в стандартных условиях составили бы 13.5 и 21.5 $см^{-1}$ Al соответственно.

Теперь рассмотрим выводы, полученные из значения $\nu\beta_C/\mu\beta_D$. Оценка этого отношения также может быть получена, как будет показано выше, из эффективности отдачи β- и γ-лучей. Наилучшее значение из объединенных экспериментов, по-видимому, составляет около 1.4. Мы должны определить, какие значения лучше всего выбрать для ν и μ. Предположим, что атом тория D дает такое же количество (вероятно, одно) β-частиц, как и излучающие атомы тория C. Лучи от тория C заметно жестче, чем лучи от тория D, и поэтому мы можем ожидать, что β_C/β_D будет несколько меньше единицы. Профессор Резерфорд любезно сообщил нам, что в результате некоторых неопубликованных расчетов он обнаружил, что ионизация, производимая равным количеством β-частиц, изменяется в зависимости от коэффициента поглощения между квадратным и кубическим корнем. Взяв степень 2/5, β_C/β_D должно быть равно 0.804; ν и μ может принимать любое из трех значений: 0.354, 0.646 или 1.0 [397], и из девяти возможных комбинаций две дают результаты, близкие к наблюдаемым. Это $\nu = 1$, $\mu = 0.646$, что дает $\nu\beta_C/\mu\beta_D =$ l"25, и $\nu = 0.646$, $\mu = 0.354$, причем последнее значение лучше всего согласуется с экспериментальным результатом, 1.4, и также приводит к большей простоте интерпретации. Таким образом, из атомов тория C, 35 процентов испускают α-лучи с дальностью 4.8 см и становятся атомами тория D. Оставшиеся 65 процентов атомов испускают очень проникающие β-лучи и становятся атомами тория C2. Если наши предположения оправданы, следующие эквивалентные схемы схематически показывают этот процесс.

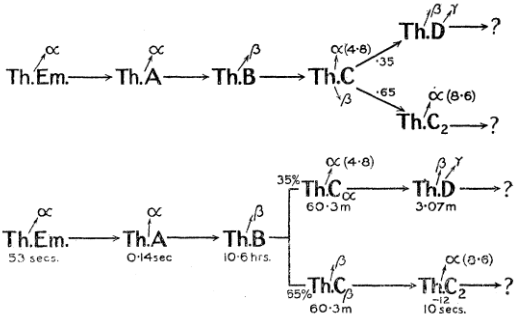


Рис. 6.32: Цепочка распадов от ThEm до ThD с вариантами ветвления. Марсден и Дарвин, 1912 г. [398]

Во второй схеме C_α и C_β обозначают не разные вещества, а одно и то же

вещество, распадающееся двумя разными способами.

Эта конфигурация удовлетворяет всем условиям для β- и γ-излучения. Более того, она удовлетворяет условиям эмпирического правила Гейгера и Наттола. Она также удовлетворяет экспериментам Гейгера и Коварика по количеству β-частиц из различных продуктов, поскольку в тории (C + D) столько же α-излучающих атомов, сколько β-излучающих атомов, и их результаты можно объяснить, предположив, что и D дают по одной β-частице на каждый распадающийся атом.

Что касается конечных продуктов, они, вероятно, неактивны. Пластина подвергалась воздействию излучения от сильного мезоториевого препарата в течение двух недель. В настоящее время, спустя шесть месяцев, на пластине не наблюдается никакой обнаруживаемой активности. Атомная масса тория составляет 232.4, и вычитая из этого числа шестикратную атомную массу гелия для частиц тория, радиоактивного тория, тория X, тория эманации, тория A и тория C, мы получаем число, очень близкое к атомной массе висмута (208.0). Однако, по-видимому, существует мало химических доказательств того, что висмут является конечным продуктом.

Что касается β- и γ-излучений, весьма примечательно, что очень проникающие β-лучи тория C не сопровождаются β-излучением, в то время как относительно мягкие β-лучи тория D сопровождаются интенсивным излучением, которое является наиболее проникающим из известных. Можно рассчитать, что вероятно, в β-лучах тория D содержится более чем в шесть раз больше энергии, чем в его β-лучах.

Разветвление можно рассматривать двумя разными способами, и это может в конечном итоге пролить свет на фундаментальную природу радиоактивных изменений. В обычных процессах характерной измеряемой величиной является константа превращения. Наиболее значимым способом рассмотрения этой константы является вероятность того, что атом распадется в любую секунду. В данном случае существуют два режима превращения. Можно предположить, что фундаментальным фактом является распад атома, для которого существует вероятность и за этим распадом следует вторичный эффект, выброс частицы либо α, либо β; или же мы можем предположить, что существует вероятность того, что любой атом испустит α-частицу и тем самым распадется, и независимая вероятность того, что атом даст β-частицу, вызывающую распад. Это потребовало бы, чтобы $\lambda_\alpha + \lambda_\beta = \lambda_C$ и $\alpha = 0{,}35$c; и эти два способа рассмотрения вещества нельзя было бы различить никаким экспериментом. Однако эти две концепции приводят к различным значениям константы превращения атомов $(_\alpha)$, которые дают α-частицы, а именно, λ_C и $0.35\lambda_C$ ($\lambda_C = 0.15$ мин.-1). Если эмпирическое соотношение между пробегом и константой превращения, заданное Гейгером и Наттоллом, может быть установлено точно, и если его можно считать справедливым для вышеуказанного типа распада, то должно быть возможно предсказать константу

превращения, соответствующую пробегу 4.8 см. Если это доходит до λ_C, то основным фактом радиоактивности является атомный пробой, и излучение является вторичным, но если это доходит до $0.35\lambda_C$, то испускание частицы фактически является фундаментальным событием в радиоактивном изменении. Пробеги α-частиц продуктов тория, однако, пока неизвестны с достаточной точностью для наших целей, поскольку нам потребуется, чтобы они были в пределах примерно одной трети миллиметра.

Резюме

1. Методом магнитного отклонения α-частиц от активного осадка тория подтвержден результат Марсдена и Барратта, согласно которому α-частицы с пробегом 4.8 см и 8.6 см встречаются в неравном количестве.

2. Химические, физические и эксперименты по отдаче не смогли разделить атомы, дающие α-частицы двух разных диапазонов.

3. Эксперименты показывают, что торий C испускает очень проникающие β-лучи ($\mu = 13{,}5$ см$^{-1}$ Al), практически не сопровождающиеся γ-лучами, в то время как торий D испускает относительно мягкие β-лучи ($\mu = 21.5$) с интенсивными проникающими γ-лучами.

4. Результаты показывают, что из атомов тория C 35 процентов испускают α-частицы с пробегом 4.8 см и превращаются в атомы тория D, в то время как оставшиеся 65 процентов испускают β-частицы и распадаются на атомы очень короткоживущего продукта α-излучения — тория C2 (диапазон 8.6 см).»

6.6 Заключение

Особенностью атомных превращений является их статистический характер на самом базовом уровне, процессе атомного превращения. При тождественности атомов химического элемента акт трансмутации совершенно случаен, и воздействие на него макроскопическими методами невозможно. Поэтому оценка результатов атомных превращений всегда содержит случайную компоненту, независимо от точности эксперимента. При этом, в отличие от теории ошибок, эта случайность принципиально неустранима и носит дискретный характер.

В связи с этим, интерпретация атомных экспериментов с самого начала потребовала статистической математической обработки. Для иллюстрации математических подходов, в настоящей главе использованы несколько типов публикаций.

Во-первых, это экспериментальные исследования физиков и химиков. Исследователи-нематематики интерпретировали результаты с использованием простых математических приёмов. В ряде случаев авторы находили частные решения возникавших математических задач.

Во-вторых, цитируются математические работы, посвященные обработке экспериментальных данных. Среди них — пионерские публикации Э. фон Швейдлера, Н. Кэмпбелла, Г. Харди, К. Пирсона, Р. Фишера, А. Эрланга и Г. Бейтмана по статистическому анализу данных, теории массового обслуживания и решении цепочек дифференциальных уравнений, описывающих процессы трансмутации. На основе результатов и методов математиков, исследователи далее равивали методики обработки конкретных видов экспериментов. Очень важной является методика §6.3 «Проверка гипотез», которая в последствии стала практически обязательной в экспериментальной работе.

В ряде случаев математики выступали соавторами публикаций нематематиков. Примером может служить §6.2.3 «Вариации вероятности в распределении α-частиц». В §6.5.3 приведён пример совместной работы при решении сложной задачи: обнаружении ветвлящегося процесса.

Глава 7

Математическая обработка данных методами теоретико-вероятностной и интервальной статистики

7.1 Обработка данных методами интервальной статистики — теория

7.1.1 Интервальный анализ и интервальная статистика

Интервальный анализ и интервальная статистика — современные разделы математики и статистики [438].

Интервальный анализ использует в качестве базового элемента обобщение вещественного числа — замкнутый интервал вещественной оси. В связи с этим, помимо арифметических действий для интервлаьных данных определены и теоретико-множественные операции. В частности, кроме линейного порядка на множестве элементов, в интервальной арфметике можно определить порядок по включению.

Интервальному анализу посвящено множество публикаций, из которых можно выделить фундаментальную монографию С.П.Шарого [439].

Интервалом $[a, b]$ вещественной оси $\mathbb{R}$ называется множество всех чисел,

расположенных между заданными числами a и b, включая их самих, т. е.

$$[a, b] := \{\, x \in \mathbb{R} \mid a \le x \le b \,\}.$$

При этом a и b называются *концами* интервала $[a, b]$, *левым* (или нижним) и *правым* (или верхним) соответственно.

7.1.2 Характеристики интервала

Любой интервал полностью задаётся двумя числами — своими концами, но на практике широко используются также другие характеристики интервалов и представления интервалов на их основе.

Важнейшими характеристиками интервала являются его *середина* (центр), *радиус* и *ширина*

Определение. *Середина интервала*

$$\operatorname{mid} \boldsymbol{a} = \tfrac{1}{2}(\overline{\boldsymbol{a}} + \underline{\boldsymbol{a}}), \tag{7.1}$$

Определение. *Радиус интервала*

$$\operatorname{rad} \boldsymbol{a} = \tfrac{1}{2}(\overline{\boldsymbol{a}} - \underline{\boldsymbol{a}}). \tag{7.2}$$

Определение. *Ширина интервала*

$$\operatorname{wid} \boldsymbol{a} = \overline{\boldsymbol{a}} - \underline{\boldsymbol{a}}. \tag{7.3}$$

Таким образом, задание середины и радиуса интервала также однозначно определяет его, чем часто пользуются и в теории, и на практике.

Середина интервала — это точка, которая «представляет его» наилучшим образом, так как наименее удалена от остальных точек этого интервала.

Радиус и ширина характеризуют разброс (рассеяние) точек интервала. Интервалы нулевой ширины обычно называют *вырожденными*. Они отождествляются с вещественными числами, то есть, $[1, 1]$ — это то же самое, что и 1.

7.1.3 Отношения между интервалами

Интервалы являются множествами, и для них определены теоретико-множественные отношения и операции (объединение, пересечение и др.). Особенно важно отношение включения одного интервала в другой:

$$\boldsymbol{a} \subseteq \boldsymbol{b} \;\text{ равносильно тому, что }\; \underline{\boldsymbol{a}} \ge \underline{\boldsymbol{b}} \;\text{ и }\; \overline{\boldsymbol{a}} \le \overline{\boldsymbol{b}}. \tag{7.4}$$

Отношение включения является *частичным порядком* и превращает множество интервалов в *частично упорядоченное множество*.

Важную роль играет линейное упорядочение интервалов: **Определение.** Для интервалов $\boldsymbol{a}, \boldsymbol{b} \in \mathbb{IR}$ условимся считать, что $\boldsymbol{a}$ *не превосходит* $\boldsymbol{b}$ и писать «$\boldsymbol{a} \leq \boldsymbol{b}$» тогда и только тогда, когда $\underline{\boldsymbol{a}} \leq \underline{\boldsymbol{b}}$ и $\overline{\boldsymbol{a}} \leq \overline{\boldsymbol{b}}$.

Интервал называется *неотрицательным*, т. е. «≥ 0», если неотрицательны оба его конца. Интервал называется *неположительным*, т. е. «≤ 0», если неположительны оба его конца.

7.1.4 Теоретико-множественные операции над интервалами

Если интервалы $\boldsymbol{a}$ и $\boldsymbol{b}$ имеют непустое пересечение, т. е. $\boldsymbol{a} \cap \boldsymbol{b} \neq \varnothing$, то можно дать простые выражения для результатов теоретико-множественных операций пересечения и объединения через концы этих интервалов

$$\boldsymbol{a} \cap \boldsymbol{b} = \left[\max\{\underline{\boldsymbol{a}}, \underline{\boldsymbol{b}}\}, \min\{\overline{\boldsymbol{a}}, \overline{\boldsymbol{b}}\}\right],$$

$$\boldsymbol{a} \cup \boldsymbol{b} = \left[\min\{\underline{\boldsymbol{a}}, \underline{\boldsymbol{b}}\}, \max\{\overline{\boldsymbol{a}}, \overline{\boldsymbol{b}}\}\right].$$

Если же $\boldsymbol{a} \cap \boldsymbol{b} = \varnothing$, т. е. интервалы $\boldsymbol{a}$ и $\boldsymbol{b}$ не имеют общих точек, то эти равенства уже неверны.

Обобщением операций пересечения и объединения являются операции *взятия точной нижней грани и точной верхней грани относительно включения* «$\subseteq$»:

$$\boldsymbol{a} \wedge \boldsymbol{b} = \left[\max\{\underline{\boldsymbol{a}}, \underline{\boldsymbol{b}}\}, \min\{\overline{\boldsymbol{a}}, \overline{\boldsymbol{b}}\}\right], \tag{7.5}$$

$$\boldsymbol{a} \vee \boldsymbol{b} = \left[\min\{\underline{\boldsymbol{a}}, \underline{\boldsymbol{b}}\}, \max\{\overline{\boldsymbol{a}}, \overline{\boldsymbol{b}}\}\right]. \tag{7.6}$$

Точная нижняя грань не обязательно присутствует во множестве, в отличие от минимума по множеству.

Операции (7.5) и (7.6) используются при обработке интервальных данных.

7.1.5 Классическая интервальная арифметика

Определение операций между интервалами производится через результаты операций между их членами, т. е. «по представителям». Именно, результат интервальной операции есть множество всевозможных результатов операции между числами из интервалов. Для двухместной операции «$\star$» имеем

$$\boldsymbol{a} \star \boldsymbol{b} \;=\; \left\{\, a \star b \mid a \in \boldsymbol{a},\, b \in \boldsymbol{b} \,\right\}. \tag{7.7}$$

Аналогично определяются интервальные одноместные операции.

Определение. Множество всех интервалов вещественной оси с операциями сложения, вычитания, умножения и деления, определёнными формулой

(7.7), называется *классической интервальной арифметикой*, и его обозначают $\mathbb{IR}$.

На основании базового элемента строятся различные интервальные арифметики. В них арифметические действия определяются как операции «по представителям» множеств операндов.

При построении конструкций и методов интервального анализа придерживаются общеметодологического *принципа соответствия*. Согласно этому принципу, при сведению более общей методологии к более простой, результаты вычислений в общей методологии должны переходить в результаты вычисления в более узком подходе.

В случае интервальных арифметик принцип соответствия приводит к переходу в вещественную арифметику в случае работы с вырожденными интервалами — вещественными числами.

7.1.6 Полная интервальная арифметика (Каухера) $\mathbb{KR}$

Определение. Элементами арифметики $\mathbb{KR}$ являются пары чисел вида $[\alpha, \beta]$. Если $\alpha \leq \beta$, то $[\alpha, \beta]$ обозначает обычный интервал вещественной оси, и его называют *правильным*. Если же $\alpha > \beta$, то $[\alpha, \beta]$ — *неправильный интервал*. Таким образом, $\mathbb{IR} \subset \mathbb{KR}$.

Правильные и неправильные интервалы, две «половинки» $\mathbb{KR}$, переходят друг в друга в результате отображения *дуализации*, которое обозначается символом `dual` и меняет местами (переворачивает) концы интервала, т. е.

$$\mathrm{dual}\, \boldsymbol{a} := [\, \overline{\boldsymbol{a}}, \underline{\boldsymbol{a}}\,].$$

С помощью правильной проекции из произвольного интервала получается правильный.

Арифметические операции между интервалами в $\mathbb{KR}$ продолжают операции в $\mathbb{IR}$, их подробное описание можно найти в [439]. Умножение интервала из $\mathbb{KR}$ на число определяется совершенно так же, как и для обычных правильных интервалов.

Интервальная статистика строится на основе интервального анализа и обобщает методы вещественнозначной статистики [438].

7.1.7 Совместность выборки.

Для описания внутреннего свойства интервальной выборки, которое характеризует согласование её данных между собой вводят понятие совместности:

Определение. Выборка $\{\boldsymbol{x}_k\}_{k=1}^n$ называется *совместной*, если пересечение всех интервалов составляющих её измерений непусто, т. е.

$$\bigcap_{1\le k\le n} \boldsymbol{x}_k \neq \varnothing.$$

В противном случае, если пересечение всех интервалов $\boldsymbol{x}_k$, $k = 1, \ldots, n$, является пустым, то выборка называется *несовместной*.

7.1.8 Индекс Жаккара.

Для описания выборок, помимо оценок их размеров, желательно иметь дополнительную информацию о мере сходства элементов выборки. В различных областях анализа данных, биологии, информатике, в науках о Земле используют различные меры сходства множеств. Для подобных конструкций часто используется термин *индекс Жаккара*, по имени математика, предложившего эту меру в начале XX века.

Обобщение меры Жаккара на выборки интервалов дано в [440]. В качестве числовой характеристики степени совпадения двух интервалов $\boldsymbol{x}, \boldsymbol{y}$ рассмотрим величину

$$\mathrm{Ji}\,(\boldsymbol{x}, \boldsymbol{y}) := \frac{\mathrm{wid}\,(\boldsymbol{x} \wedge \boldsymbol{y})}{\mathrm{wid}\,(\boldsymbol{x} \vee \boldsymbol{y})}. \tag{7.8}$$

В общем случае нижняя грань по включению в числителе выражения (7.8) может быть неправильным интервалом, и её ширина тогда отрицательна.

Рассмотренная мера обобщает обычное понятие меры совместности на различные типы взаимной совместности интервалов. Если пересечение интервалов $\boldsymbol{x}, \boldsymbol{y}$ пусто, т. е. $\boldsymbol{x} \cap \boldsymbol{y} = \varnothing$, то $\boldsymbol{x} \wedge \boldsymbol{y}$ — неправильный интервал и числитель формулы (7.8) имеет отрицательное значение. В предельном случае несовпадающих вещественных вырожденных интервалов $\boldsymbol{x} = x$ и $\boldsymbol{y} = y$, $x \neq y$, имеем

$$\mathrm{Ji}\,(x, y) = -1.$$

В целом получаем

$$-1 \le \mathrm{Ji}\,(\boldsymbol{x}, \boldsymbol{y}) \le 1. \tag{7.9}$$

Таким образом, величина Ji непрерывно описывает ситуации от полной несовместности вещественных значений $x \neq y$ до полного перекрытия интервалов $\boldsymbol{x} = \boldsymbol{y}$. Следует заметить, что в отличие от случая вещественных величин, для которых индекс Жаккара может принимать только два значения, 0 и 1, формула (7.8) даёт характеризацию различных отношений сходства интервалов с помощью непрерывного ряда значений между -1 и 1.

Мера совместности, введённая для двух интервалов в форме (7.8), допускает естественное обобщение на случай интервальной выборки $\boldsymbol{X} = \{\boldsymbol{x}_i\}$,

$i = 1, 2, \ldots, n$. Определим меру $\mathrm{Ji}\,(\boldsymbol{X})$ для этой выборки как

$$\mathrm{Ji}\,(\boldsymbol{X}) = \frac{\mathrm{wid}\,\left(\bigwedge_i \boldsymbol{x}_i\right)}{\mathrm{wid}\,\left(\bigvee_i \boldsymbol{x}_i\right)}. \tag{7.10}$$

Видно, что выражение (7.10) переходит в случае интервальной выборки из двух элементов в выражение (7.8).

7.2 Обработка данных методами интервальной статистики - примеры

7.2.1 Данные Кюри по торию

Обратимся к §2.4. В табл. 2.3 приводятся численные данные по активности оксида тория в зависимости от толщины слоя.

Вещество	Тольщ. слоя в мм	$i \times 10^{11}$
Окись тория	0,25	2,2
	0,5	2,5
	2,5	4,7
	3,0	5,5 (в среднем)
	6,0	5,5 (от 3,7 до 7,3)

Таблица 7.1: Радиоактивность оксида тория в зависимости от толщины слоя. М. Кюри 1904 г. [28]

Зададимся для тока погрешностью в последнем знаке (0.1) для тощины слоя от 0.25 до 2.5 мм. Для 3.0 и 6.0 мм возьмем значения 0.3 и 0.9 соотвественно.

График на рис. 7.1 демонстрирует линейность вплоть до значений толщины оксидо тория 2.5 мм. Далее активность не растёт.

7.2.2 Данные Резерфорда по пропусканию α- и β-лучей

Бронзовые фольги

В §3.1 в табл. 3.1 приводятся данные по пропусканию оксида урана бронзовыми фольгами — Резерфорд 1899 г. [153].

На рис. 7.2 представлен график пропускания излучения оксида урана бронзовыми фольгами.

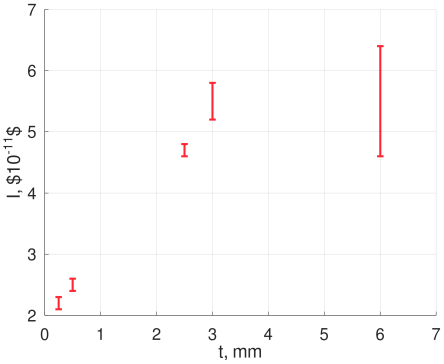


Рис. 7.1: Радиоактивность соединений тория в зависимости от толщины слоя. М. Кюри 1904 г. [28]

Thickness of Metal Leaf .00008 cm
Layer of Uranium Oxide on plate

Number of Layers	Leak per min. in scale-divisions	Ratio for each layer
0	91	
1	77	.85
⋮	⋮	⋮
13	5.8	.86

Таблица 7.2: Пропускание излучения оксида урана бронзовыми фольгами. Резерфорд 1899 г. [153]

Рассмотрим эффект пропускания одной фольги. Обозначим эту величину T. Данные столбца 3 таб. 7.2 будем считать интервальной выборкой $\{T_i\}$ с ошибкой в последней значащей цифре.

Из рис. 7.3 видно, что данные совместны.

$$\bigcap T_i = [0.76, 0.85] \tag{7.11}$$

Коэффициент Жаккара (7.8)

$$\mathrm{Ji}\,(T) := \frac{\mathrm{wid}\ \wedge(\boldsymbol{T})}{\mathrm{wid}\ \vee(\boldsymbol{T})} = \frac{\mathrm{wid}\,[0.76, 0.85])}{\mathrm{wid}\,[0.65, 0.96]} = \frac{0.09}{0.31} = 0.29 \tag{7.12}$$

Результаты демонстрируют хорошую степень совместности.

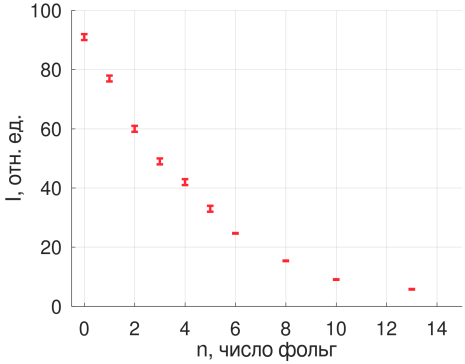


Рис. 7.2: Пропускание излучения оксида урана бронзовыми фольгами. Резерфорд 1899 г. [153]

Алюминиевые фольги

Далее следуют эксперименты с алюминиевыми фольгами. Данные по пропусканию излучения оксида урана алюминиевыми фольгами [153] — табл. 3.2. Фольги существенно толще, чем в предыдущем эксперименте.

Thickness of Aluminium foil .0005 cm

Number of Layers of Aluminium foil	Leak per min. in scale-divisions	Ratio
0	182	
1	77	.42
2	33	.43
3	14.6	.82
4	9.4	.65
12	7	

Таблица 7.3: Пропускание излучения оксида урана алюминиевыми фольгами. Резерфорд 1899 г. [153]

« Алюминиевая фольга в данном случае имела толщину около 0.005 см. так что после прохождения излучения через .002 см. из алюминия интенсивность излучения снижается примерно до $\frac{1}{20}$ его значения. Добавление толщины .001 см алюминия оказывает лишь небольшой эффект на снижение скорости утечки. Однако интенсивность снова снижается примерно до половины своего значения после прохождения дополнительной толщины .05 см., что соответствует 100 листам алюминиевой фольги.»

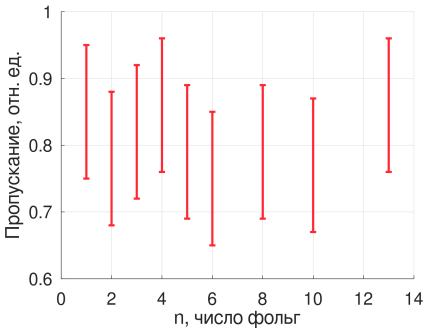


Рис. 7.3: Пропускание излучения оксида урана одной бронзовой фольгой. Резерфорд 1899 г. [153]

« Эти эксперименты показывают, что урановое излучение является сложным и что существует по меньшей мере два различных типа излучения: один, который очень легко поглощается и будет для удобства называться α-излучением, и другой, более проникающий по характеру, который будет называться β-излучением.»

Как видим, именно из результатов этих экспериментов был сделан вид о сложном характере излучения урана и введены исторически прижившиеся названия α- и β-лучей.

Пропускание излучения тонких и толстых слоев оксида урана

	Rate of Leak	
Number of layers of Aluminium foil	Thin layer of Uramium Oxide	Thick layer of Uramium Oxide
0	1	1
1	.42	.5
2	.18	...
4	.05	.12
8	...	.113
12	.04	...
18	...	.11

Таблица 7.4: Пропускание излучения тонких и толстых слоев оксида урана алюминиевыми фольгами. Резерфорд 1899 г. [153]

« Количество α-излучения зависит в первую очередь от поверхности со-

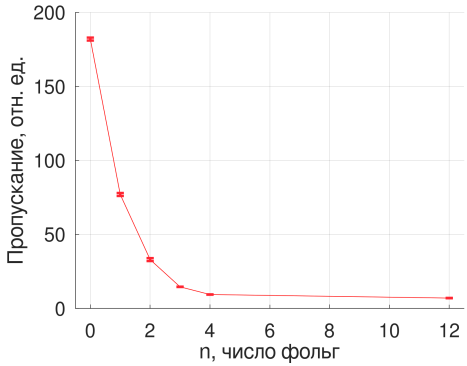


Рис. 7.4: Пропускание излучения оксида урана алюминиевыми фольгами. Резерфорд 1899 г. [153]

единения урана, тогда как β-излучение также зависит от толщины слоя. Увеличение скорости утечки, вызванной β-излучением, с увеличением толщины слоя указывает на то, что β -излучение может проходить через значительную толщину соединения урана. Эксперименты показали, что утечка, вызванная α-излучением, не сильно увеличивается с толщиной слоя. »

Комментарий

В публикации Резерфорда 1899 г. [153] был выяснен сложный харакер лучей Беккереля и введены термины α- и β-лучи.

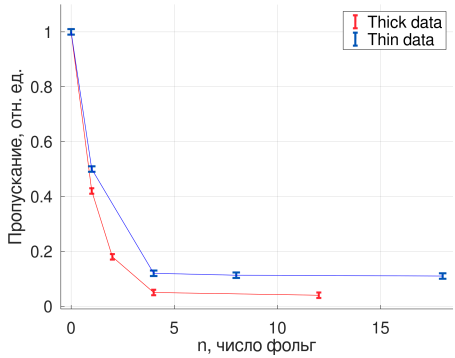


Рис. 7.5: Пропускание излучения оксида урана алюминиевыми фольгами. Резерфорд 1899 г. [153]

7.2.3 Данные Резерфорда по отклонению α-лучей магнитным полем

« . . . α-лучи отклоняются под действием сильного магнитного и электрического поля. Отклонение происходит в противоположном направлении по сравнению с катодными лучами, так что излучение должно состоять из положительно заряженных тел, запускаемых с большой скоростью. . . .

Малость магнитного отклонения лучей по сравнению с отклонением катодных лучей в вакуумной трубке можно оценить по тому факту, что лучи, проецируемые под прямым углом к магнитному полю напряженностью 10 000 СГс, описывают дугу окружности радиусом около 39 см, в то время как при тех же условиях катодные лучи описывали бы окружность радиусом около 0.01 см. . . . [138]» — см. §3.3.1, табл. 3.9.

Magnetic field between pole-pieces	Rate of discharge due to a rays.
0	100
3720	66
4840	50
6500	33
7360	23
8370	11

Таблица 7.5: Скорость разряда электрометра от величины магнитного поля. Резерфорд 1903 г. [138]

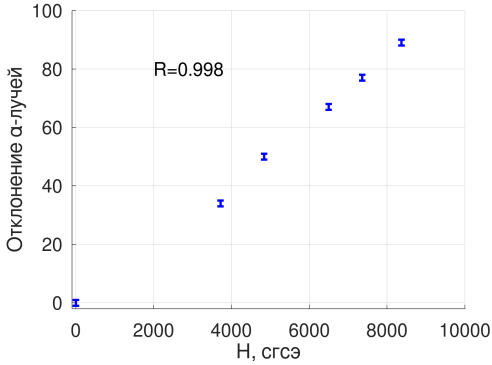


Рис. 7.6: Процент отклоненных α-лучей от величины магнитного поля. Резерфорд 1903 г. [138]

7.2.4 Данные Брэгга-Клемана

§3.3.6 «Поглощение альфа-частиц веществом»

« . . . Результаты этих экспериментов представлены в следующей таблице. В первом столбце графиков показано произведение толщины металлической пленки и ее плотности, во втором — соответствующее падение кривой, умноженное на плотность воздуха, а в третьем — отношение этих двух произведений.

. . . Примечательно, что числа в третьем столбце почти пропорциональны квадратному корню из атомных масс металлов. Чтобы это было более наглядно продемонстрировано, квадратные корни показаны в четвертом столбце, а в пятом — соотношения чисел из двух предыдущих столбцов. » [194] (современное название — *закон Брэгга-Клемана*).

	I.	II.	III.	IV.	Ratio IV./III.
Gold	.0121	.00396	3.05	14.2	4.65
Platinum	.00633	.00192	3.29	14.0	4.25
Tin	.0051	.00212	2.41	10.85	4.50
Silver	.00967	.00402	2.41	10.4	4.30
Copper	.00873	.00492	1.78	7.96	4.45
Aluminium	.00258	.00209	1.23	5.15	4.20

Таблица 7.6: Данные по тормозной способности разных веществ. Брэгг-Клеман 1905 г. [194]

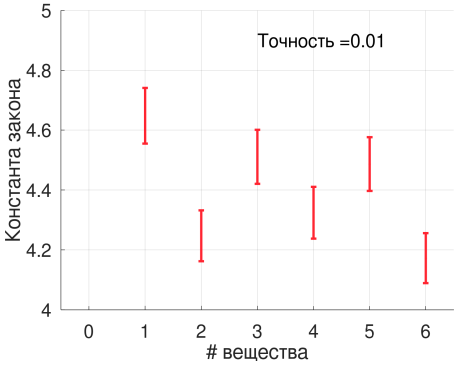


Рис. 7.7: Константа закона Брэгга-Клемана. Точность 1% [194]

На рис. 7.7 показаны данные по константе для разных веществ при точности данных в первом и втором столбца, равной 1%. Данные несовместны.

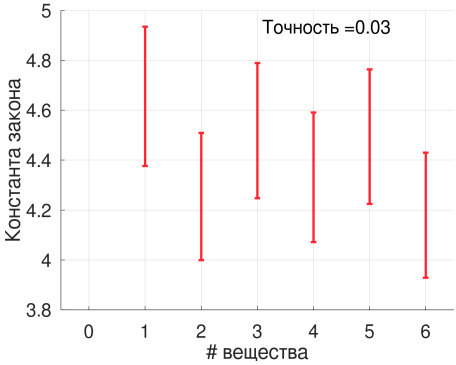


Рис. 7.8: Константа закона Брэгга-Клемана. Точность 3% [194]

На рис. 7.8 показаны данные по константе для разных веществ при точности данных в первом и втором столбца, равной 3%. Данные совместны.

7.2.5 Данные Резерфорда-Гейгера по сцинтилляциям

Независимым способом подсчёта α-частиц является подсчёт *сцинтилляций* — см. §3.3.7 табл. 3.18. Наиболее продвинутая методика была развита Регенером [217], [218]. Авторы статьи [208] Резерфорд и Гейгер следовали его рекомендациям.

I. Calculated number of α-particles per minute	II. Observed number scintillations per minute	III. Ratio of observed to calculated number
39	31	0.80
38	49	1.29
34	29	0.85
32	31	0.97
28	27	0.96
27	28	1.04
25	21	0.84
23	25	1.09
21	21	1.00
Total number = 294		Average = .0.99

Таблица 7.7: Данные измерения числа альфа-частиц сцинтилляционным методом. Резерфорд-Гейгер 1908 г. [208]

« . . . через апертуру пролетает только одна α-частица из 125 млн., испускаемых источником.» [208]

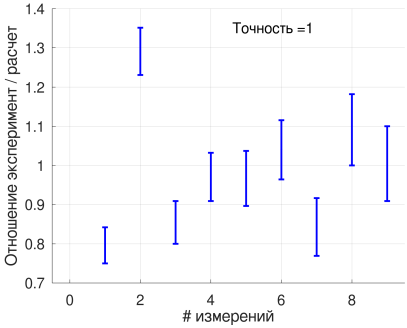


Рис. 7.9: Данные измерения числа альфа-частиц сцинтилляционным методом. Резерфорд-Гейгер 1908 г. Точность 1 отсчет [208]

На рис. 7.9 показаны данные по константе для разных веществ при точности данных в первом и втором столбца, равной 1 отсчету. Данные несовместны.

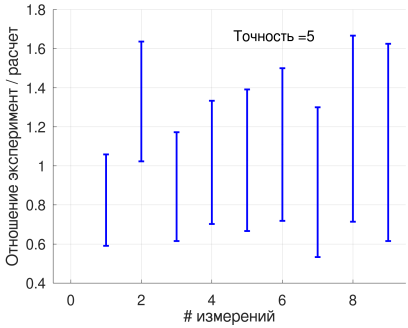


Рис. 7.10: Данные измерения числа альфа-частиц сцинтилляционным методом. Резерфорд-Гейгер 1908 г. Точность 5 отсчетов [208]

На рис. 7.10 показаны данные по константе для разных веществ при точности данных в первом и втором столбца, равной 5 отсчетам. Данные совместны.

7.2.6 Данные Резерфорда-Гейгера по заряду α-частицы

В §3.3.8 приведены данные по заряду α-частицы — табл. 3.21.

Год	Автор(ы)	$e, \times 10^{-10}$
1901	M. Plank [222]	4.69
1904	J. Townsend [203]	3.0
1903	J.J. Thomson [205]	3.4
1903	H.A.Wilson [206]	3.1
1908	R.A.Millikan, L. Begeman [207]	4.06
1908	E.Rutherford, H. Geiger [221]	4.65

Таблица 7.8: Данные величине e. Резерфорд-Гейгер 1908 г. [221]

На рис. 7.11 в графическом виде приведеы данные расчетов и измерений заряда альфа-частицы. Данные Планка и Резерфорда находятся в хорошем соответствии. Остальные результаты имеют заниженные оценки неопределённости.

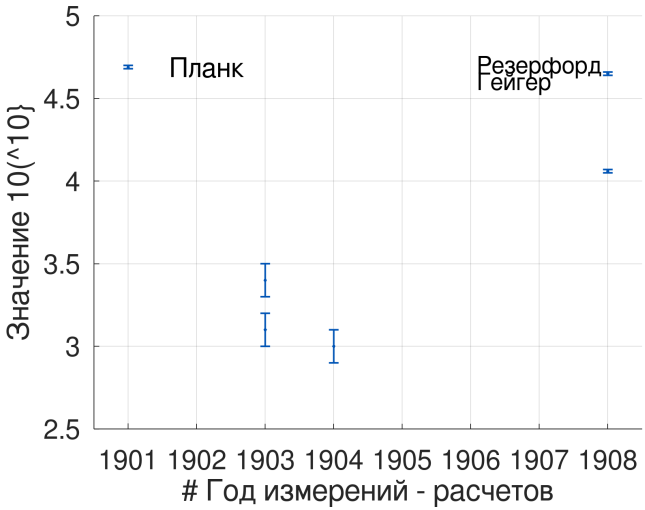


Рис. 7.11: Данные измерения - расчета заряда альфа-частиц. Резерфорд-Гейгер 1908 г. [221]

7.2.7 Закон Гейгера-Неттола

Закон Гейгера-Неттола — закон, описывающий функциональную связь между энергией альфа-частицы и периодом полураспада радиоактивного ядра §3.4.

Как видно из рис. 7.9, имеется тенденция к линейной зависимостью, но с наличием аномалий. Точность экспериментов была недостаточной.

Из графика видно, что наиболее проблемными выглядят данные в начале ряда актиния. Это данные для Radioactinium — радиоактиний, изотоп тория 227 и Actinium X — изотоп радия 223.

Более точные данные, и ограничения одним рядом радиоактивных распадов позволило получить линейную связь в 1912 г. [242] — рис. 3.27.

Аналитическая форма закона Гейгера-Неттола впервые была приведена в статье Р. Свинне [243] в 1912 г.

$$\log \lambda = a + b v_\alpha^n, \tag{7.13}$$

где a и b — константы.

Substance	Range 0° C	Initial Velocity 10^9 cm/sec	Transformation const	Half-value Period
Uranium	2.58	1.51	4.6×10^{-18}	5×10^9 years
Ionium	2.84	1.56		
Radium	3.13	1.61	1.1×10^{-11}	2000 years
Ra Emanation	3.94	1.74	2.085×10^{-6}	3.85 days
Radium A	4.50	1.81	3.85×10^3	3.0 min
Radium C	6.57	2.06		
Polonium	3.58	1.68	5.6×10^{-8}	143 days
Radioactinium	4.55	1.82	4.1×10^{-7}	19.5 days
Actinium X	4.17	1.77	7.6×10^{-7}	10.5 days
Act Emanation	5.40	1.93	1.8×10^{-1}	3.9 sec
Actinium A	6.16	2.02	350	$\frac{1}{300}$ sec
Actinium C	5.12	1.90	5.4×10^{-3}	2.15 min

Таблица 7.9: Данные по α-частицам от различных источников. Гейгер-Неттол 1911 г. [241]

Следует иметь в виду, что закон Гейгера-Неттола приближённый, а его константы разные для разных рядов радиоактивных распадов.

Теоретическое рассмотрение результов Гейгера и Неттола было сделано на основе квантовой механики только в 1928-1929 гг. Г. Гамовым [244], [245] и Рональдом Гёрни и Эдвардом Кондоном [246], [247].

Это было исторически первое применение квантовой механики к *атомному ядру*.

7.2.8 Относительное количество отражения от различных металлов

На основе методики, апробированной в публикации Гейгера [281], Гейгер и Марсден выполнили исследования, опубликованные в статье 1909 г. «On a Diffuse Reflection of the α-Particles» [282], см. §4.4.1 — табл. 4.2.

Для формирования представления о механизме этого эффекта были исследованы следующие три момента:
(I) Относительное количество отражения от различных металлов
(II) Относительное количество отражения от металла различной толщины
(III) Доля падающих α-частиц, которые отражаются.

Данные по пункту исследований (I) приведены в табл. 4.2, которая воспроизводится ниже. В статье в четвертой колонке опечатки, и они

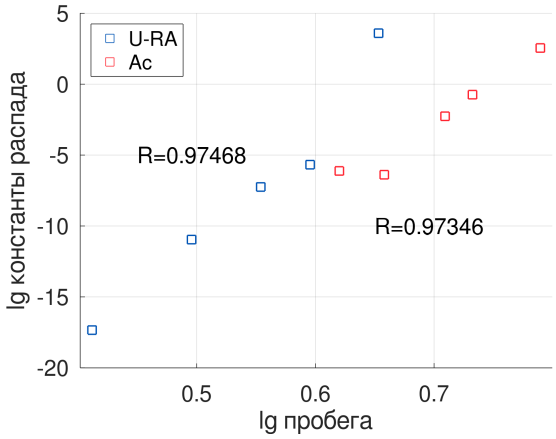


Рис. 7.12: Данные по α-частицам от различных источников. Гейгер-Неттол 1911 г. [241]

были пересчитаны для построения рис. 7.13. В связи с этим четвертая колонка отделена двойной чертой.

Из графика на рис. 7.13 видно, что самый легкий металл, алюминий, резко выделяется на фоне других. Причина этого эффекта была выяснена после построения планетарной модели атома.

7.2.9 Определение наиболее вероятного угла рассеяния

В 1910 г. Гейгер опубликовал результаты тщательного исследования рассеяния α-частиц веществом «The Scattering of the α-Particles by Matter» [287] — см. §4.4.4.

Максимум кривой, который находится на расстоянии 2 мм от центра, соответствует наиболее вероятному отклонению. Поскольку расстояние от рассеивающей фольги до экрана составляло 1,64 см, наиболее вероятный угол, на который поворачивались α-частицы при прохождении через 35 золотых фольг, составлял около 7°.

Metal	Atomic weight, A	Number of scintillations per minute, Z	A/Z
Lead	207	62	30
Gold	197	67	34
Platinum	195	63	33
Tin	119	34	28
Silver	108	27	25
Copper	64	14.5	23
Iron	56	10.2	18.5
Aluminium	27	3.4	12.5

Таблица 7.10: Рассеяние α-частиц на различных металлах. Гейгер-Марсден 1909 г. [282]

1.	2	3.	4.	5.
Distance r from centre in mm	Time of observation in after expansion	Number n of scintillations per minute		$2\pi rn$
		Observed	Corrected for decay	
4.6	7	3.3	3.4	98
3.6	16	8.5	9.4	212
2.6	24	16.1	19.4	316
1.6	38	22.1	33.0	330
0.8	49	27.2	49.3	247
(centre)	58	25.2	55.0	55
Whole number of scintillations counted in this experiment = 803				

Таблица 7.11: Данные по числу сцинтилляций альфа-частиц. Гейгер 1910 г. [287]

7.2.10 Сравнение величины рассеяния, производимого в разных металлах

Наиболее вероятный угол, на который поворачивается частица при прохождении через слой, эквивалентный 1 см воздуха, был определен выше как коэффициент рассеяния для рассматриваемого материала. Эти коэффициенты, взятые из кривых (рис. 5), внесены в столбец 3 следующей таблицы. Их отношение к квадратному корню из атомной массы приблизительно постоянно (см. столбец 4).

Помня, что коэффициенты относятся к эквивалентным толщинам рассеивающих металлов, этот результат можно сформулировать несколько яснее из следующих соображений. Эксперименты Брэгга и Климана [194] показали, что тормозная способность атома с атомной

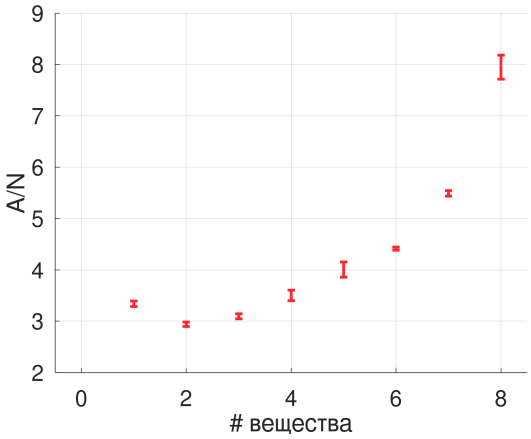


Рис. 7.13: Рассеяние α-частиц на различных металлах. Гейгер-Марсден 1909 г. [282]

1. Scattering material.	2. Atomic weight, A.	3. Scattering coefficient, K	4. $K/\sqrt{A}$	5. Relative atomic scattering coefficient, K_0.	6. $\frac{K_0}{A} \times 10^2$
Gold	197	2.1	0.150	1.00	0.51
Tin	119	1.5	0.138	0.56	0.47
Silver	108	1.5	0.144	0.53	0.49
Copper	64	1.1	0.138	0.30	0-47
Aluminium	27	0.6	0.115	0.106	0.39

Таблица 7.12: Данные по рассеянию альфа-частиц на различных металлах. Гейгер 1910 г. [287]

массой пропорциональна $\sqrt{A}$. Следовательно, количество атомов, содержащихся в эквивалентных толщинах различных металлов, обратно пропорционально $\sqrt{A}$. Приблизительные значения относительных атомных коэффициентов рассеяния получаются путем умножения значений в столбце 3 на квадратный корень из атомной массы металла, к которому они относятся. Эти коэффициенты вносятся в столбец 5, при этом коэффициент для золота принимается за единицу. Отсюда следует, что они будут приблизительно пропорциональны самой атомной массе.

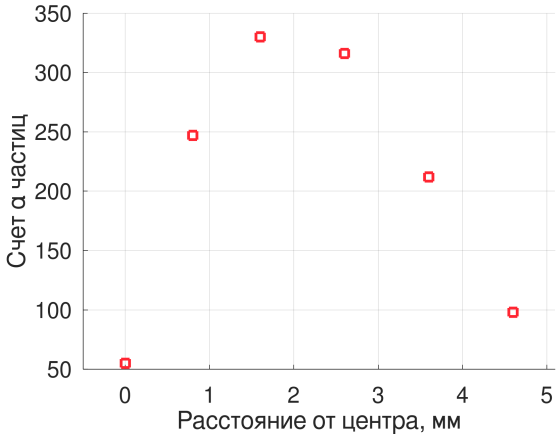


Рис. 7.14: Данные для определения угла рассеяния α-частиц. Гейгер 1910 г. [287]

Таким образом, мы можем заключить, что наиболее вероятный угол, на который поворачивается α-частица при прохождении через атом, пропорционален ее атомной массе.

7.2.11 Изменение коэффициента рассеяния в зависимости от скорости α-частиц

Все предыдущие эксперименты проводились с однородными α-лучами одной определенной скорости. В последующей серии экспериментов скорость α-частиц варьировалась максимально, при этом в каждом эксперименте для рассеяния α-частиц использовалась одна и та же тонкая золотая фольга. Скорость α-частиц уменьшалась путем размещения на их пути листов слюды или алюминия с известной тормозной способностью. Эти листы размещались непосредственно перед слюдяным окном излучающего источника. Затем определялись кривые распределения сцинтилляций на экране тем же способом, что и раньше.

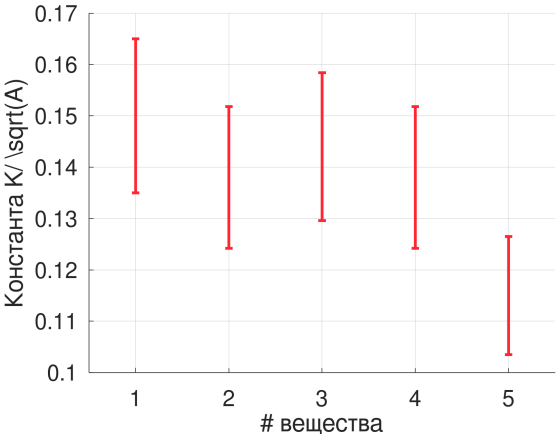


Рис. 7.15: Приведённые коэффициенты для рассеяния альфа-частиц на различных металлах. Гейгер 1910 г. [287]

1.	2.	3.	4.	5.
Sheets interposed in addition to mica window.	Range.	Velocity, V.	Relative scattering coefficient, K	$K \times V^3$
(Mica window alone)	5.60	0.92	0.15	0.12
Sheet of aluminium	4.00	0.82	0.18	0.10
„ mica	3.40	0.78	0.18	0.08
„ aluminium	2.21	0.67	0.35	0.11
„ mica	2.21	0.67	0.38	0.11
» »	1.20	0.55	0.75	0.12
„ aluminium	0.89	0.48	1.27	0.14

Таблица 7.13: Относительное рассеяние в зависимости от скорости α-частиц [285]

7.2.12 Опыты Краутера по рассеянию β-частиц

Краутер провёл большую серию экспериментов, в частности, [298], [299], [302], по рассеянию бета-частиц и рентгеновских лучей. Им была тщательно разработана *методика узких пучков*. Он усовершенствовал экспериментальную базу, внедрив использование тончайших металлических фольг и узконаправленных пучков излучения. Это позволило

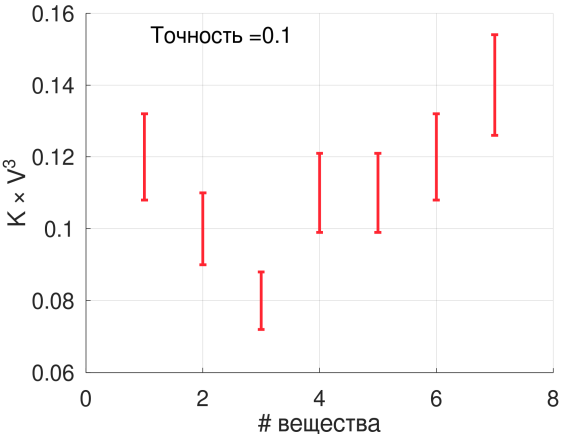


Рис. 7.16: Зависимость поглощения от скорости альфа-частиц для разных веществ. Точность 10%. Гейгер 1910 г. [287]

перейти от простого измерения поглощения радиации к анализу интенсивности частиц в зависимости от угла рассеяния — см. §4.5.

Table II. — Aluminium.
$v = 2.681 \times 10^{10}$ cm/sec

ϕ (radians)	t_m (cms)	$\phi/\sqrt{t_m}$
0.20	0.0022	4.3
0.24	0.0033	4.2
0.31	0.0054	4.2
0.41	0.0090	4.2
1.20	0.070	4.5

Таблица 7.14: Табл. II. Данные Кроутера для алюминия. Кроутер 1910 г. [302]

7.2.13 Число электронов в атоме — эксперименты Кроутера

« Сразу же можно заметить, что отношение числа электронов в атоме к атомному весу, рассчитанное исходя из гипотезы (4.27) о равно-

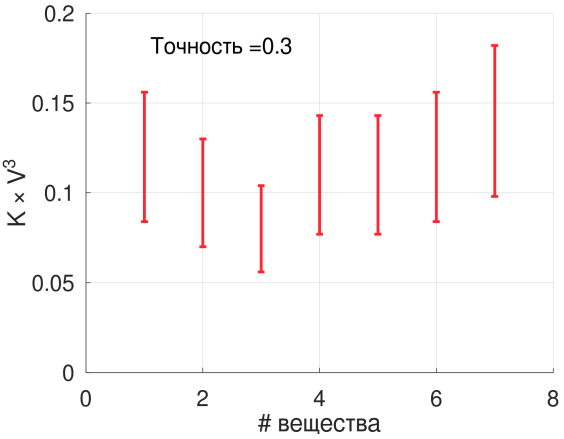


Рис. 7.17: Зависимость поглощения от скорости альфа-частиц для разных веществ. Точность 10%. Гейгер 1910 г. [287]

Element	Atomic weight	$\phi/\sqrt{t_m}$	N_0		N/Atomic weight	
			(4.27)	(4.28)	(4.27)	(4.28)
Carbon	12	2.0	40	44	3.32	3.7
Aluminium	27	4.25	83	156	3.07	5.8
Copper	63.2	10.0	181	765	2.87	12.0
Silver	108	15.4	7320	2080	2.96	19.2
Platinum	194	29.0	605	6500	3.12	33.5

Таблица 7.15: Табл. V. Данные Кроутера по числу электронов в атоме. Кроутер 1910 г. [302]

мерном распределении положительного электричества по всему объему атома, остается удивительно постоянным; в то же время результаты, полученные на основе противоположной гипотезы (4.28) — о том, что положительное электричество находится в атоме в электронном состоянии, — приводят к весьма быстрому росту этого отношения по мере увеличения атомного веса (так, для платины оно почти в девять раз превышает соответствующее значение для углерода). Это утверждение справедливо независимо от того, какое значение принимается для σ. » — §4.5.4

График на рис. 7.18 демонстрирует совместость данных. Вместе с

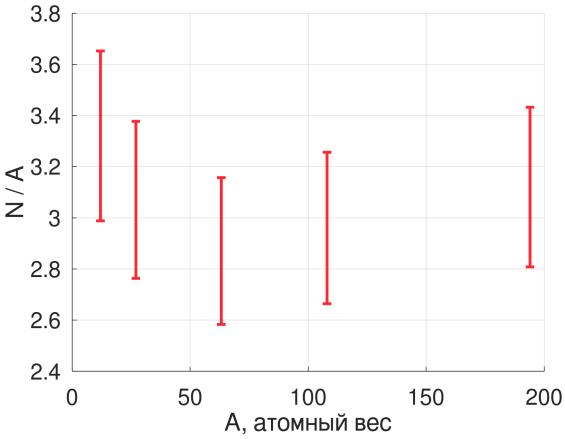


Рис. 7.18: Проверка постоянства соотношения N/A для β-лучей. Точность 5%. Кроутер 1910 г. [302]

тем, отношение числа электронов к атомному весу не является постоянной величиной. По-видимому, точность измерений была завышена.

7.3 Эксперименты по рассеянию α-частиц . Этап 1913 г.

Фундаментальная работа Гейгера и Марсдена [328], [329] была опублкована в 1913 г., через два года после того, как Резерфорд представил свою теоретическую модель атомного ядра ([324] 1911 г.) — §4.7.2. Она обеспечила ее окончательное количественное подтверждение. Гейгер и Марсден тщательно проверили и обосновали все положения модели рассеяния Резерфорда (см. стр. 234), подтвердив, что число рассеянных частиц зависит от толщины фольги, атомной массы материала и скорости падающих альфа-частиц — §4.7.2.

7.3.1 Законы отклонения α-частиц на большие углы - одна серия

В табл. 7.16 приведены данные по измерению счета сцинтилляций для больших углов рассеяния на примере одной серии.

	Scintillations per minute				$\frac{1}{\sin^4 \phi/2}$	$N \times \sin^4 \phi/2$
Angle ϕ	Without foil	With foil	Corrected for effect without foil	Corrected for decay, N		
150	0.2	4.95	4.75	6.95	1.15	6.0
135	2.6	8.3	5.7	8.35	1.38	6.1
120	3.8	10.3	6.5	9.5	1.79	5.3
105	0.6	10.6	10.0	14.6	2.53	5.8
75	0.0	28.6	28.6	41.9	7.25	5.8
60	0.3	69.2	68.9	101	16.0	6.3

Таблица 7.16: Изменение рассеяния в зависимости от угла. (Пример серии измерений). Гейгер-Марсден 1913 г. [329]

« В этой серии было подсчитано около 2500 сцинтилляций. Через пять дней измерения для меньших углов были повторены, и диапазон углов был расширен.Таким образом, в течение нескольких недель был исследован весь диапазон углов.

При измерении относительно больших углов отклонения приходилось использовать широкий пучок радиусом около 15°, чтобы получить достаточное количество сцинтилляций, но для меньших углов аперту-ра диафрагмы, ограничивающей пучок, значительно уменьшалась, так

что угол, при котором подсчитывались сцинтилляции, всегда был большим по сравнению с угловым радиусом пучка.При переходе от одной диафрагмы к другой проводились сравнительные измерения для разных углов, чтобы получить точное значение коэффициента уменьшения. »

На рис. 7.19 приведён пример серии измерений с углами рассеяния от 60 до 150°.

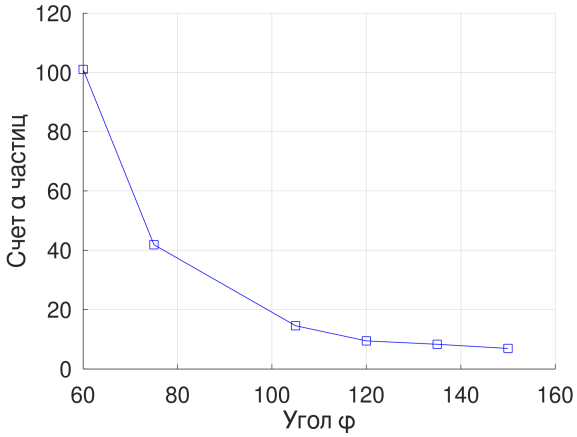


Рис. 7.19: Изменение рассеяния в зависимости от угла. (Пример серии измерений.) Гейгер-Марсден 1913 г. [329]

Графики на рис. 7.19 построены по данным табл. 7.16 без учета погрешностей данных.

Графики на рис. 7.20 построены по данным табл. 7.16. Неопределённость по углу взята 15°, согласно статье. Неопределённость по количеству частиц взята по теории Швайдлера, как $\sqrt{N}$.

Теперь проверим значения в последнем столбце табл. 7.16 с учетом статистической погрешности.

На рис. 7.21 приведены значения произведений $N \times \sin^4 \phi/2$. Видно, что имеет место высокая степень совместности.

Перейдём к измерениям во всём диапазоне углов.

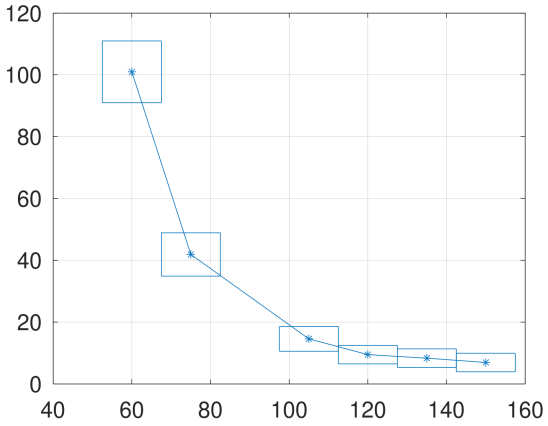


Рис. 7.20: Изменение рассеяния в зависимости от угла. (Пример серии измерений.) Неопределённости. Гейгер-Марсден 1913 г. [329]

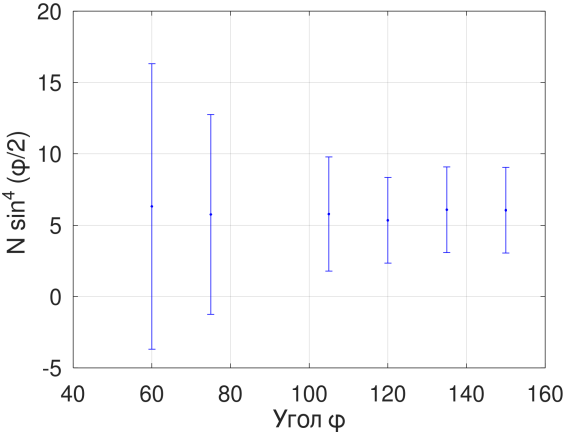


Рис. 7.21: Изменение рассеяния в зависимости от угла. (Пример серии измерений.) Проверка аналитической зависимости. Гейгер-Марсден 1913 г. [329]

7.3.2 Законы отклонения α-частиц — все углы

« В таблице II (4.15) приведены результаты двух серий экспериментов с фольгой из серебра и золота. Толщина фольги в первой серии составляла 0,45 и 0,3 см, а во второй серии — 0,45 и 0,1 см для серебра и золота соответственно.

I	II	III	IV	V	VI
		Silver		Gold	
Angle of deflexion, ϕ	$\frac{1}{\sin^4 \phi/2}$	Number of scintillations, N	$\frac{N}{\sin^4 \phi/2}$	Number of scintillations, N	$\frac{N}{\sin^4 \phi/2}$
150	1.15	22.2	19.3	33.1	28.8
135	1.38	27.4	19.8	43.0	31.2
120	1.79	33.0	18.4	51.9	29.0
105	2.53	47.3	18.7	69.5	27.5
75	7.25	136	18.8	211	29.1
60	16.0	320	20.0	477	29.8
45	46.6	989	21.2	1435	30.8
37.5	93.7	1760	18.8	3300	35.3
30	223	5260	23.6	7800	35.0
22.5	690	20300	29.4	27300	39.6
15	3445	105400	30.6	132000	38.4
30	223	5.3	0.024	3.1	0.014
22.5	690	16.6	0.024	8.4	0.012
15	3445	93.0	0.027	48.2	0.014
10	17330	508	0.029	200	0.0115
7.5	54650	1710	0.031	607	0.011
5	276300	...	...	3320	0.012

Таблица 7.17: Изменение рассеяния в зависимости от угла. (избранные результаты). Гейгер-Марсден 1913 г. [329]

« В столбце I приведены значения углов ϕ между направлением пучка и направлением подсчета рассеянных частиц. Столбец II. В столбцах III и IV приведены значения $\frac{1}{\sin^4 \phi/2}$ количество сцинтилляций, наблюдавшихся для серебра и золота соответственно. Внесены поправки на распад эмиссии, на естественное излучение и на изменение диафрагмы.

Для меньших углов были применены поправки (ни в коем случае не превышающие 20 процентов) в связи с тем, что пучок частиц имел конечные размеры и не был пренебрежимо мал по сравнению с углом отклонения. Эти поправки были рассчитаны на основе геометрических соображений. В столбцах IV и VI приведены отношения количества

сцинтилляций к $\frac{1}{\sin^4 \phi/2}$.

Видно, что в обоих наборах значения приблизительно постоянны. Отклонения носят несколько систематический характер, отношение увеличивается с уменьшением угла.

Однако любые незначительные отклонения, асимметрия в аппаратуре и другие причины могут систематически влиять на результаты, так что, подгонка На основе двух наборов наблюдений и учитывая огромные колебания числа рассеянных частиц, от 1 до 250 000, отклонения от постоянства отношения, вероятно, находятся в пределах экспериментальной погрешности. Таким образом, эксперименты доказывают, что число α-частиц, рассеянных в определенном направлении, изменяется как $\frac{1}{\sin^4 \phi/2}$. »

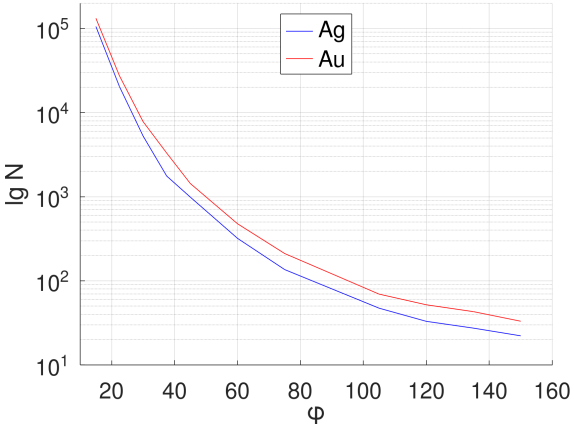


Рис. 7.22: Изменение рассеяния в зависимости от угла для серебра и золота. Гейгер-Марсден 1913 г. [329]

На рис. 7.22 представлены графики рассеяния для серебра и золота в широком диапазоне углов. Здесь использованы данные из табл. 7.17 от 150 до 15°. Ввиду того, что скорость счёта в этом диапазоне отличалась в 10^4, на оси ординат используется логарифмическая шкала. Золото имеет больший атомный вес, чем серебро, и график для золота идёт выше. Особено это заметно для больших углов рассеяния.

На рис. 7.23 приведены значения произведений $N \times \sin^4 \phi/2$ для серебра и золота. Видно, что имеет место высокая степень совместности

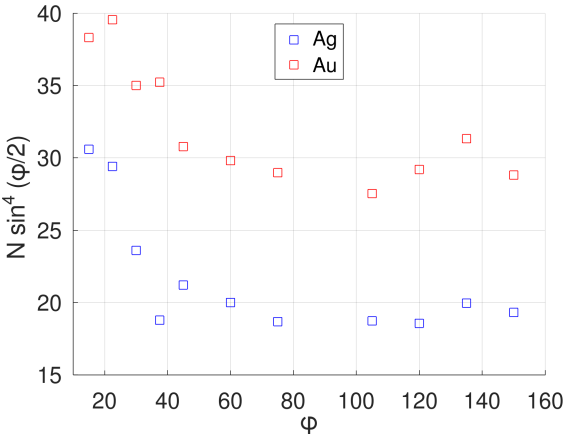


Рис. 7.23: Проверка аналитической зависимости для серебра и золота. Гейгер-Марсден 1913 г. [329]

для углов более 40°. Для меньших углов ошибка больше. Возможной причиной может быть колоссальное изменение скорости счёта для малых углов.

7.3.3 Зависимость рассеяния от атомного веса

Предполагая, что величина центрального заряда атома пропорциональна атомной массе A, профессор Резерфорд показал [324], что число α-частиц, рассеянных различными фольгами, содержащими одинаковое количество атомов, должно быть пропорционально A^2. При использовании тонких фольг, которые приходилось применять экспериментально, оказалось нецелесообразным вычислять количество атомов на единицу площади путем взвешивания фольг.

Гораздо надежнее оказалось определить необходимое количество атомов из эквивалента в воздухе, полученного путем уменьшения пробега α–частиц методом сцинтилляции. Преимущество этого метода заключалось в том, что толщина определялась точно в той части фольги, которая рассеивала α–частицы, тем самым исключая любые ошибки, связанные с вариациями толщины фольг. ... если рассеяние на атом с атомной массой A пропорционально A^2, то рассеяние на сантиметр

воздушного эквивалента будет пропорционально $A^2 \times A^{-\frac{1}{2}}$, т. е. $A^{3/2}$.

I Substance	II Air equivalent of foils used	III Total number of scintillations counted for each substance	IV Number N of scintillations at the same angle and for the same air equivalent	V $A^{3/2}$	VI $\frac{N}{A^{3/2}}$
Gold	.52, .68	1200	2400	2770	.85
Platinum	.54, .625	1000	2900	2730	1.05
Tin	.51, 1.15	1400	1290	1300	.99
Silver	.38, .435	600	1060	1120	.95
Copper	.495, .61	1300	570	507	1.12
Aluminium	.45, .52, 1.06	1600	151	144	1.05
Carbon	.55, .57	400	57	41.6	1.37

Таблица 7.18: Зависимость рассеяния от атомного веса. (Результаты получены с использованием излучения радия.) Гейгер-Марсден 1913 г. [329]

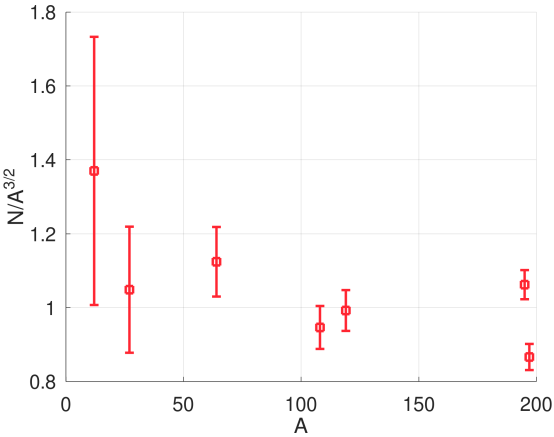


Рис. 7.24: Проверка аналитической зависимости от атомного веса. Гейгер-Марсден 1913 г. [329]

На рис. 7.24 представлены данные по аналитической зависимости числа рассеянных α-частиц от атомного веса мишени. Ошибка числа частиц взята по Швайдлеру.

7.3.4 Зависимость рассеяния от скорости α-частицы

В табл. 7.19 приведены результаты измерения числа сцинтилляций в зависимости от скорости α-частиц.

I. Number of sheets of mica	II. Range R of α-particles after leaving mica	III. Relative values of $1/v^4$	IV. Number N scintillations per minute	V. Nv^4
0	5.5	1.0	24.7	25
1	4.76	1.21	29.0	24
2	4.05	1.50	33.4	22
3	3.32	1.91	44	23
4	2.51	2.84	81	28
5	1.84	4.32	101	23
6	1.04	9.22	255	28

Таблица 7.19: Изменение рассеяния в зависимости от скорости α-частиц. Table VII. Гейгер-Марсден 1913 г. [329]

В табл. 7.19 Использована формула $v^3 = aR$ для связи пробега и скорости [285].

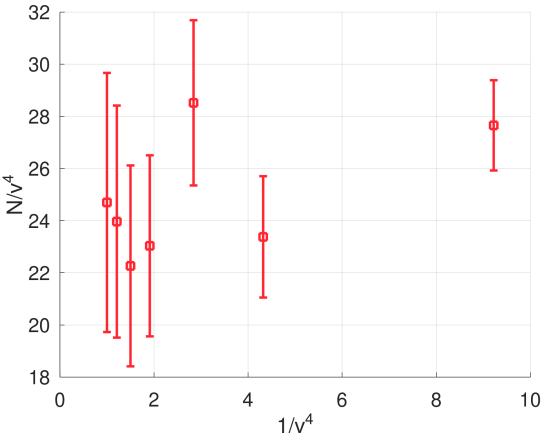


Рис. 7.25: Проверка аналитической зависимости от скорости α-частицы. Гейгер-Марсден 1913 г. [329]

Согласно графику на рис. 7.25 аналитическая зависимость величины рассеяния от скорости α-частицы в виде $N \propto 1/v^4$ выполняется в пределах одного пррядка. Ошибка числа частиц взята по Швайдлеру.

7.3.5 Опыты Резерфорда-Неттола

В 1913 г. Резерфорд и Неттол провели исследования по рассеянию α газами — см. §4.8.2.

« Рассеяние частиц веществом было исследовано подробно методом сцинтилляции Гейгера [219] и Гейгером и Марсденом [329]. В экспериментах Гейгера наиболее вероятный угол, на который рассеивалась частица, был определен методом сцинтилляции для различных толщин ряда элементов. Было обнаружено, что наиболее вероятный угол рассеяния для толщин различных элементов, эквивалентных по тормозной способности частицы одному сантиметру воздуха, пропорционален атомной массе рассеивающего элемента.

Gas	Assumed value of n	Relative scattering per atom	
		Calculated values	Experimental values
H atoms	1	0.0190	0.0176
He	2	0.057	0.064
C	6	0.40	0.40
N	7	0.53	0.48
O	8	0.69	0.53
S	16	2.58	1.61

Таблица 7.20: Рассеяние α-частиц на различных газах. Резерфорд и Неттол 1913 г. [331]

Позже Гейгер и Марсден провели систематическое исследование «рассеяния на больших углах» [329] тонкими пленками вещества. Результаты оказались в полном соответствии с теорией «однократного» рассеяния, выдвинутой Резерфордом [324]. Эта теория предполагает, что атом состоит из заряженного ядра, окруженного компенсирующим распределением электронов. Рассеяние под большими углами обусловлено прохождением частицы через интенсивное электрическое поле ядра. Резерфорд, Гейгер и Марсден установили, что заряд ядра атомов углерода и золота приблизительно пропорционален атомной массе и равен $\frac{1}{2}Ae$, где A — атомная масса водорода, а e — электронный заряд. Согласно этой теории, можно предположить, что водород имеет заряд в один заряд, гелий — два, а углерод — около шести.

Поскольку этот вывод имеет большое значение в связи с составом более простых атомов, были проведены эксперименты по определению рассеяния частиц на простых газах. Метод, использованный Гейгером и Марсденом для твердых тел, не совсем подходит для газов; кроме того, ожидаемое рассеяние на больших углах для легких элементов чрезвычайно мало и его было бы трудно измерить точно. »

В табл. 7.20 приведены результаты исследования [331].

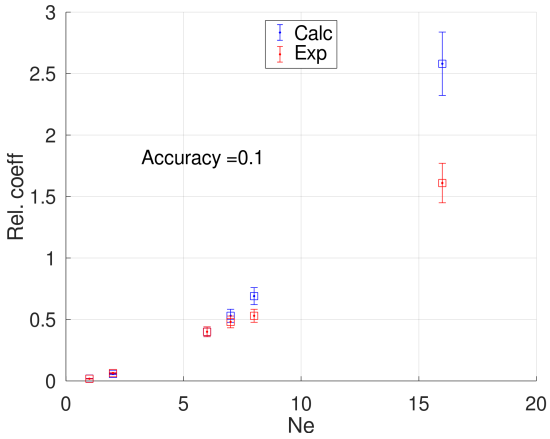


Рис. 7.26: Приведённый коэффициент рассеяния для лёгких газов α-частицы. Резерфорд и Неттол 1913 г. [331]

На рис. 7.26 представлены результаты расчетов и экспериментов для приведённого коэффициента рассеяния для лёгких газов.

« Наблюдения за рассеянием частиц веществом в целом предоставляют убедительные экспериментальные доказательства теории о том, что атом состоит из положительно заряженного ядра мельчайших размеров, окруженного компенсирующим распределением отрицательных электронов.

Заряд ядра для тяжелых атомов приблизительно равен $1/2Ae$, где A — атомный вес, а e — электронный заряд.

Эксперименты, представленные в этой статье, по рассеянию простых газов показывают, что атом водорода имеет простейшую возможную структуру ядра с одним единичным зарядом, а гелий следует за ним с ядром с двумя единичными зарядами. Эта простая структура для

атомов водорода и гелия была предположена Бором [42]-[44] в недавней интересной статье о строении атомов и была показана им как дающая очень многообещающие результаты. »

7.4 Исследования статистики атомных процессов

7.4.1 Неравномерность излучения от радиоактивных тел

Рассмотрим статью Гейгера «The irregularities in the radiation from radioactive bodies» [219] — см. §6.2.1.

Intensity of the radiation $\frac{div}{min}$	Absolute error determined	
	Theoretically	Experimentally
4500	6.4	5.4
2700	4.9	4.4
1100	3.1	2.9
500	2.1	2.1
100	0.9	1.3

Таблица 7.21: Теоретическая и экспериментальная вариабельность данных электрометра. Гейгер, 1908 г. [219]

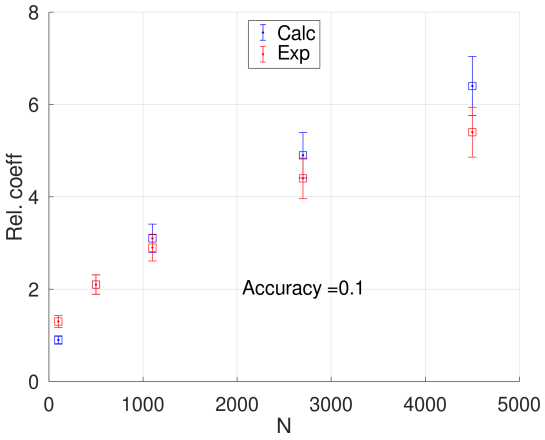


Рис. 7.27: Теоретическая и экспериментальная вариабельность данных электрометра. Гейгер, 1908 г. [219]

На рис. 7.27 приведены данные для теоретической и экспериментальной вариабельности данных электрометра. Из графика видно, что,кроме самых малых скоростей счёта имеет место совместность данных.

Следующий пример проверки оценки флуктуаций по Швайдлеру. Статья Э. Мейера и Э. Регенера «О флуктуациях радиоактивного излучения и методе определения электрического элементарного кванта» [216] — см. §6.2.2.

В таблице 7.22 приведены полученные результаты:

Blende	i stat.	$\bar{\varepsilon}$ Schwankung Proz.	$\bar{\varepsilon}\sqrt{i}\cdot 10^2$	ε Schwankung in Strom (stat.)
1	0,04	1,28	25,6	0,0005
2	0,22	0,57	26,7	0,0013
3	0,58	0,38	29,2	0,0023
4	1,14	0,29	30,4	0,0033
5	2,02	0,23	33,1	0,0048
6	3,25	0,20	35,1	0,0065
0	4,25	0,16	33,0	0,0070

Таблица 7.22: Проверка соотношения Швайдлера. Мейер-Регенер, 1908 г. [216]

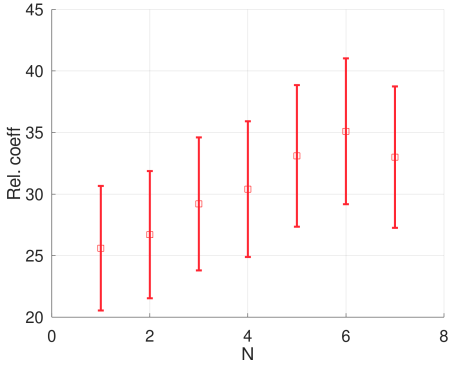


Рис. 7.28: Проверка соотношения Швайдлера (столбец 4). Мейер-Регенер, 1908 г. [216]

Рис. 7.28 иллюстрирует совместность расчёта $\bar{\varepsilon}\sqrt{i}\cdot 10^2$.

7.4.2 Вариации вероятности в распределении α-частиц

Рассмотрим статью Резерфорда, Гейгера и математика Бейтмана «The probability variations in the distribution of α particles» [224].

No. of α	0	1	...	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	No. of α
⋮													⋮	
Sum	57	203	...	408	273	139	45	27	10	4	0	1	1	10097
Theory	54	210	...	394	254	140	68	29	11	4	1	0	0	

Таблица 7.23: Результаты измерений Table I. Резерфорд и Гейгер, 1910 г. [224]

Нижняя строчка в таблице расчитана по Бейтману (6.15):

$$W_n = \frac{x^n}{n!} e^{-x}.$$

Здесь $x = \frac{10097}{2608} = 3.87$ — средняя величина отсчетов в интервале (их всего 2608).

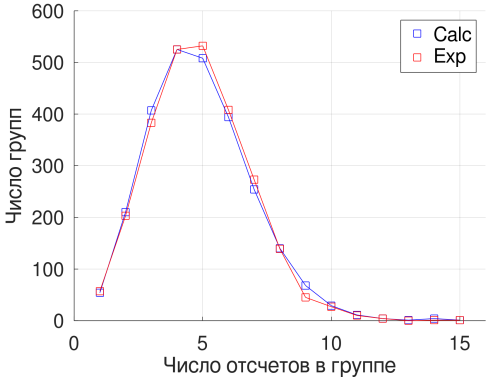


Рис. 7.29: Результаты измерений и расчет. Резерфорд и Гейгер, 1910 г. [224]

На рис. 7.29 представлены экспериментальные и теоретические графики.

Величина критерия $\chi^2 = 16.1$. Для 13 степеней свободы уровень значимости 90% соответствует $\chi^2_c = 19.8$. Таким образом, гипотеза о соответствии экспериментальных данных распределению по формуле (6.15) принимается.

7.4.3 Вероятностное распределение временных интервалов, испускаемых ураном

Вслед за Резерфордом и Гейгером [285] 1910 г., были проделаны другие исследования. Большинство экспериментов того времени проверяли случайность, подсчитывая количество альфа-частиц, пролетающих за фиксированные интервалы времени (например, сколько частиц вылетело за каждую минуту).

Марсден и Барратт в 1911 г. опубликовали статью «The Probability Distribution of the Time Intervals of alpha Particles with Application to the Number of α-Particles emitted by Uranium» [396]. Они использовали другой способ : вместо подсчета частиц за равные промежутки времени, они измеряли точные интервалы времени *между* последовательными вылетами альфа-частиц — см. §6.4.1.

Они объединили собственные данные и данные Резерфорда и Гейгера [224] в табл. 7.24.

Duration of interval between successive scintillations, seconds	Number of intervals	
	Experimental.	Calculated.
0.0 to 1.0	3106	3059
1.0 to 2.0	1763	1822
2.0 to 3.0	1115	1085
3.0 to 4.0	658	646
4.0 to 5.0	389	385
5.0 to 6.0	206	229
6.0 to 7.0	130	136
7.0 to 8.0	86	81
8.0 to 9.0	42	48
9.0 to infinity	68	71

Таблица 7.24: Число групп интервалов по данным Резерфорда и Гейгера [224]. Марсден и Барратт, 1911 г. [396]

Теоретические числа в столбце III были рассчитаны следующим образом:
Общее количество интервалов ..... = 7564

Общее время ..... = 14598 сек.
Средний интервал ..... = 1930 сек.

Получаем $\mu = \frac{7564}{14958}$=0.5181.

$$N([t_1, t_2]) = \int_{t_1}^{t_2} N\mu e^{-\mu t} dt = N(e^{-\mu t_1} - e^{-\mu t_2}). \qquad (7.14)$$

Проверим согласие данных и модели (7.14) .

Величина критерия $\chi^2 = 10.8$. Для 9 степеней свободы уровень значимости 90% соответствует $\chi^2_c = 14.7$. Таким образом, гипотеза о соответствии экспериментальных данных распределению по формуле (7.14) принимается.

7.5 Заключение

Случайность заложена в самой природе радиоактивных превращений. Это было осознано очень бстро после развития теории радиоактивных превращений Резерфордом и Содди (1903 г.). Уже в 1905 г. фон Швайдлер опубликовал свой доклад, в котором эта теория получила первое статистическое описание. Таким образом, учет случайности стал неизбежным при обработке и интерпретации данных эксперимента.

Так получилось, что именно в это время бурно развивались статистические методы. Достаточно упомянуть процитированные в тексте пионерские работы Н. Кэмпбелла, Г. Харди, К. Пирсона, Р. Фишера, А. Эрланга и Г. Бейтмана. Часть из них (например, Бейтмана) вошла непосредственно в публикации физиков — см. главу §6.

Поэтому в атомной и, в последствии, ядерной физике, во многих случаях проходили апробацию новые методы статистики. Со временем, эти методы стали, де-факто, неотъемлемой частью экспериментальной работы в физическом исследовании.

В конце XX - начале XXI вв. на большом дереве анализа данных появилась новая ветвь — интервальная статистика на базе интревальных арифметик. В силу того, что базовый объект интервальной статистики является множеством, уже на базовом уровне результаты вычислений и оценок являются множествами. Это даёт возможность естественным образом строить новые методы и делать содержательные оценки ситуаций за пределами вещественной теоретико-вероятностной статистики. В частности, естественным образом ведётся описание несовместных выборок данных.

В настоящей главе был рассмотрен ряд примеров математической обработки данных методами теоретико-вероятностной и интервальной статистики. Исходные коды программ на языке `Octave` расположены в репозитории
https://github.com/AlexanderBazhenov/AtomOpening-2026

Глава 8

Заключение

Рассмотрим исключительно важную тему о значении порядкового номера элемента в таблице Менделеева. Во времена формирования самой таблицы (см. [2]), единственным способом последовательной классификации был атомный вес элемента.

По мере накопления знаний об элементах и, в конечном счете, открытия явления изотопии, стало ясно, что атомный вес не может быть «ключом» классификации элементов.

Рассмотрим ряд работ, сыгравших существенную роль в процессе установления истинного способа упорядочения.

8.1 Заряд атомного ядра как номер в периодической системе

А. ван дер Брук в 1911-1913 гг. опубликовал ряд статьей [341], [342], [343], в которых выдвинул предположение, что внутриатомный заряд элемента определяется его местом в периодической таблице, а не атомной массой.

Относительно заряда атома ван дер Брук писал в [341]: «Согласно теории Резерфорда об «однократном рассеянии» («О рассеянии α- и β-частиц веществом и структуре атома», Phil. Mag., май 1911 г.) и «Заметке о энергии рассеянного рентгеновского излучения» Баркла (там же), число электронов на атом составляет половину атомной массы; таким образом, для U около 120.

Теперь реконструкция «кубической» периодической системы Менделеева, предложенная в его знаменитой статье «Die Beziehungen zwisehen den Eigenschaften der Elemente und ihren Atomgewichten» (Ostw. Klass., No. 68, стр. 32, 36, 37 и 74), дает постоянную среднюю разность между последовательными атомными весами. =2, и, таким образом, от H до U, 120 как число возможных элементов (ван ден Брук, «Das Mendelejeff'sche 'Kubische' Periodische System der Elemente und die Einordnung der Radioelemente in dieses System», Physik. Zeitschr. 12, стр. 490).

Следовательно, если эта кубическая периодическая система окажется верной, то *число возможных элементов будет равно числу возможных постоянных зарядов каждого знака на атом, или каждому возможному постоянному заряду (обоих знаков) на атом принадлежит возможный элемент.*»

В дальнейшем ван дер Брук представил и другие варианты таблицы Менделеева.

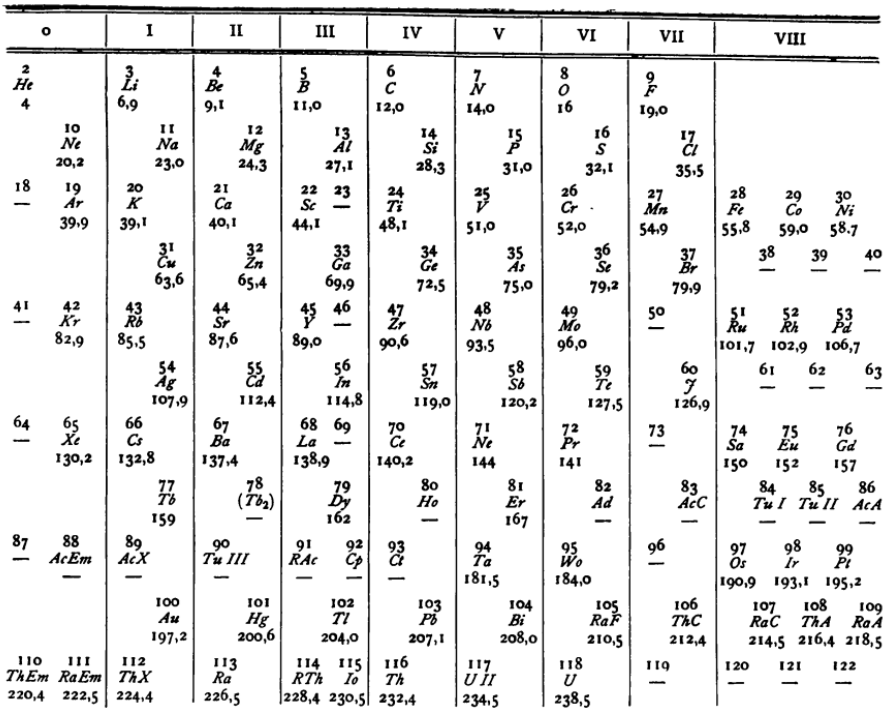
На рис. 8.1 представлена «Расширенная система» ван дер Брука [342]. В ней автор на основе идеи о соответствии каждому элементу электрического заряда в таблицу Менделеева добавлены известные на время публикации промежуточные члены рядов распада. При этом число элементов достигло 118 (последний - уран).

Приведём обсуждение вопроса о величине атомных весов из [343].

«В предыдущем письме в журнал Nature [341] была выдвинута гипотеза, что атомный вес, равный примерно удвоенному внутриатомному заряду, « каждому возможному внутриатомному заряду соответствует возможный элемент», или что [342], «если все элементы расположены в порядке возрастания атомных весов, то номер каждого элемента будет равен его внутриатомному заряду.»

Поскольку заряды известны лишь очень приблизительно (вероятно, с точностью до 20%), а число последнего элемента Ur в ряду даже приблизительно не равно половине его атомной массы, либо число элементов в системе Менделева неверно (что предполагалось в первом письме), либо внутриатомный заряд элемента в конце ряда намного меньше, чем тот, который был получен экспериментальным путем (около 100 для Au).

Согласно Резерфорду, отношение рассеяния альфа-частиц на атом, деленное на квадрат заряда, должно быть постоянным. Гейгер и Марсден ([329], стр. 617 и 618, примечания 1 и 2), постановив, что ядерный заряд пропорционален атомной массе, получили значения, демонстри-



0		I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII		
2 *He* 4		3 *Li* 6,9	4 *Be* 9,1	5 *B* 11,0	6 *C* 12,0	7 *N* 14,0	8 *O* 16	9 *F* 19,0			
	10 *Ne* 20,2	11 *Na* 23,0	12 *Mg* 24,3	13 *Al* 27,1	14 *Si* 28,3	15 *P* 31,0	16 *S* 32,1	17 *Cl* 35,5			
18 —	19 *Ar* 39,9	20 *K* 39,1	21 *Ca* 40,1	22 *Sc* 44,1	23 —	24 *Ti* 48,1	25 *V* 51,0	26 *Cr* 52,0	27 *Mn* 54,9	28 *Fe* 55,8	29 *Co* 59,0	30 *Ni* 58,7
		31 *Cu* 63,6	32 *Zn* 65,4	33 *Ga* 69,9	34 *Ge* 72,5	35 *As* 75,0	36 *Se* 79,2	37 *Br* 79,9	38 —	39 —	40 —
41 —	42 *Kr* 82,9	43 *Rb* 85,5	44 *Sr* 87,6	45 *Y* 89,0	46 —	47 *Zr* 90,6	48 *Nb* 93,5	49 *Mo* 96,0	50 —	51 *Ru* 101,7	52 *Rh* 102,9	53 *Pd* 106,7
		54 *Ag* 107,9	55 *Cd* 112,4	56 *In* 114,8	57 *Sn* 119,0	58 *Sb* 120,2	59 *Te* 127,5	60 *J* 126,9	61 —	62 —	63 —
64 —	65 *Xe* 130,2	66 *Cs* 132,8	67 *Ba* 137,4	68 *La* 138,9	69 —	70 *Ce* 140,2	71 *Ne* 144	72 *Pr* 141	73 —	74 *Sa* 150	75 *Eu* 152	76 *Gd* 157
		77 *Tb* 159	78 (Tb_2) —	79 *Dy* 162	80 *Ho* —	81 *Er* 167	82 *Ad* —	83 *AcC* —	84 *Tu I* —	85 *Tu II* —	86 *AcA* —
87 —	88 *AcEm* —	89 *AcX* —	90 *Tu III* —	91 *RAc* —	92 *Cp* —	93 *Ct* —	94 *Ta* 181,5	95 *Wo* 184,0	96 —	97 *Os* 190,9	98 *Ir* 193,1	99 *Pt* 195,2
		100 *Au* 197,2	101 *Hg* 200,6	102 *Tl* 204,0	103 *Pb* 207,1	104 *Bi* 208,0	105 *RaF* 210,5	106 *ThC* 212,4	107 *RaC* 214,5	108 *ThA* 216,4	109 *RaA* 218,5
110 *ThEm* 220,4	111 *RaEm* 222,5	112 *ThX* 224,4	113 *Ra* 226,5	114 *RTh* 228,4	115 *Io* 230,5	116 *Th* 232,4	117 *U II* 234,5	118 *U* 238,5	119 —	120 —	121 —	122 —

Рис. 8.1: «Расширенная система» ван дер Брука [342]

рующие не постоянство, а систематическое отклонение от (средних значений) 3.285 для Cu и 3.25 для Au. Если теперь в этих значениях вместо A, атомного веса, взять число M, обозначающее место каждого элемента в ряду Менделева, мы получим реальную постоянную (18.7 ± 0.3); следовательно, предложенная гипотеза верна для ряда Менделева, но ядерный заряд не равен половине атомного веса. Если таким образом масса атома будет в подавляющем большинстве состоять из альфа-частиц, то ядро будет содержать слишком много электронов, чтобы компенсировать этот дополнительный заряд.» [343]

8.2 Заключительные замечания

Объём издания не позволяет развернуть обсуждение вопроса строения атома после «опыта Резерфорда» — см. §4.

Вслед за экспериментами Гейгера-Марсдена, подтвердившими в целом идею Резерфорда о планетарной модели атома последовали публикации Бора о структуре атома: серии статей 1913 г. «О строении атомов и молекул» [42], [43], [44], которые отталкивались от результатов экспериментов по исследованию структуры атома — см. §4 с точки зрения развития теории. Работы Бора были первой попыткой построения теории атома на основе квантовой теории, которая постулировала стационарность орбит электронов, квантовый характер излучения света и стабильность атома водорода. Она объединила планетарную модель Резерфорда (см. §4) с идеями Планка о квантах.

На основании идей [42]-[44] Н. Бор в течение 1914-1922 гг. построил схему электронного строения атомов химических элементов. Наиболее полное изложение квантовой теории атома содержится в двухтомнике А. Зоммерфельда «Строение атома и спектры» [7], впервые изданном в Германии в 1919 г. как однотомник, а начиная с 5-го издания (1931 г.) выходит в двух томах.

Вслед за ними следует рассмотреть эксперименты Мозли [426], [427] 1913-1914 гг. по определению закономерностей *характеристического рентгеновского излучения* атомов элементов. Для того, чтобы их осознать, необходимо сначала проследить последовательный путь изучения рентгеновского излучения: его свойств и методов измерения энергии, начиная с работ Баркла, Лауэ, Брэгга, де Бройля и других авторов начала XX в. Это отдельная ветвь развития науки и требует солидного объёма текста.

Эксперименты Мозли установили связь частоты характеристического рентгеновского излучения атома с его порядковым номером. Это послужило веским подкреплением идеи Брука §8.1 о смысле атомного номера как заряда ядра, подтвердило таблицу Менделеева и помогло предсказать новые элементы. Работы по рентгеновскому излучению атомов до середины 1920-х гг. наиболее полно освещены в книге Манне Зигбана [37] 1924 г.

Как видно из дат приведённых ссылок, в какой-то степени этап изучения атома на основе квантовой теории Бора-Зоммерфельда был оформлен только к середине 1920-х гг.

Следует заметить также, что в период Первой мировой войны ко-

личество экспериментальных исследований в области атомной физики резко сократилось. Например, в Англии работы под руководством Резерфорда начались реально в 1919 г.

Поэтому подведём итоги развития научных представлений об атомах к 1913 г.

8.3 Резерфорд — обзор 1914

В 1914 г. Резерфорд опубликовал обзорную статью «Строение атома» [334], в которой были доведены важнейшие достижения «Манчестерского» периода работы самого Резерфорда и коллег, работавших как в Манчестере, так и в других научных центрах. Кроме того, он наметил планы будущих исследований по изучению строения атома.

« Настоящая статья и сопроводительная статья г-на К. Дарвина [333] посвящены некоторым моментам, связанным с «ядерной» теорией атома, которые были намеренно опущены в моем первом сообщении на эту тему [324]. Приводится краткий обзор более поздних исследований, которые были проведены для проверки теории, и выводов, которые можно из них сделать. Одновременно приводится краткое изложение недавних наблюдений за прохождением α-частиц через водород, которые проливают важный свет на размеры ядра.

8.3.1 Рассеяние α-частиц

В своей предыдущей статье [324] я указал на важность изучения прохождения высокоскоростных α- и β-частиц через вещество как средства, позволяющего пролить свет на внутреннюю структуру атома. Внимание было привлечено к замечательному факту, впервые замеченному Гейгером и Марсденом [282], что небольшая часть быстрых αчастиц от радиоактивных веществ могла отклоняться на угол более 90° в результате столкновения с одним атомом. Было показано, что тип атома, разработанный лордом Кельвином и подробно исследованный Дж. Дж. Томсоном [293], [297], не способен производить такие большие отклонения, если диаметр положительной сферы не был чрезвычайно мал. Чтобы объяснить это рассеяние на большие углы α-частиц, я предположил, что атом состоит из положительно заряженного ядра малых размеров, в котором практически вся масса атома концентрирована. Предполагалось, что ядро окружено распределением электронов,

обеспечивающим электрическую нейтральность атома, и простирается на расстояние, сопоставимое с общепринятым радиусом атома, Некоторые из быстрых α-частиц проходят сквозь атомы и попадают в интенсивное электрическое поле вблизи ядра и отклоняются от своей прямолинейной траектории. Для того чтобы отклонение составило более нескольких градусов, α-частица должна пройти очень близко к ядру, и предполагалось, что силовое поле в этой области не сильно зависит от внешнего распределения электронов. Предполагая, что силы между ядром и α-частицей являются отталкивающими и подчиняются закону обратных квадратов, α-частица описывает гиперболическую орбиту вокруг ядра, и ее отклонение можно легко рассчитать. Из этой теории было выведено, что (см. §4.7.2)

Число отклоненных α-частиц пропорционально:
(1) $\csc^4(\theta/2)$,
(2) толщине t рассеивающего материала (при условии, что толщина мала),
(3) квадрату заряда ядра Ne атомов вещества, используемого для рассеяния частиц,
(4) величине, обратной четвертой степени скорости u падающих α-частиц.

На основе данных о рассеянии на α-частицах, ранее представленных Гейгером [285], было установлено, что значение заряда ядра равно примерно половине атомной массы, умноженной на заряд электрона. Гейгер и Марсден [329] начали эксперименты, чтобы проверить, согласуются ли законы однократного рассеяния α-частиц с теорией. Общий экспериментальный метод, используемый ими, заключался в том, чтобы позволить узкому пучку α-частиц падать перпендикулярно на тонкую пленку вещества и наблюдать методом сцинтилляции число рассеянных частиц под разными углами. Это была очень сложная и трудоемкая работа, включающая подсчет многих тысяч частиц. Они обнаружили, что их результаты очень близки к теории. Когда толщина рассеивающей пленки была очень мала, величина рассеяния была прямо пропорциональна толщине и обратно пропорциональна четвертой степени скорости падающих α-частиц. Было проведено специальное исследование количества α-частиц, рассеянных под углами от 5° до 150°. Хотя в этом диапазоне количество уменьшалось в соотношении 200 000 к 1, соотношение между количеством и углом согласовывалось с теорией в пределах экспериментальных погрешностей. Они обнаружили, что рассеяние различных атомов вещества приблизительно пропорци-

онально квадрату атомной массы, показывая, что заряд ядра почти пропорционален атомной массе. Определив количество α-частиц, рассеянных от тонких пленок золота, они пришли к выводу, что заряд ядра примерно равен атомной массе, умноженной на заряд электрона. Из-за сложности этого эксперимента фактическое число нельзя считать верным с точностью более 20%.

Таким образом, экспериментальные результаты Гейгера и Марсдена полностью соответствовали предсказаниям теории и указывали на существенную правильность этой гипотезы о структуре атома.

При определении величины однократного рассеяния в своей предыдущей работе я для простоты вычислений предположил, что атом находится в состоянии покоя во время столкновения с α-частицей. В сопроводительной статье г-н К. Дарвин [333] вывел соотношения, которые следует ожидать при учете движения отскакивающего атома. Он показал, что таким образом не было внесено существенной ошибки, даже для атомов с такой низкой атомной массой, как углерод.

Г-н Дарвин также вывел ожидаемое рассеяние, если закон силы не является законом обратных квадратов, и показал, что он не согласуется с экспериментом ни в отношении зависимости рассеяния от угла, ни с зависимостью рассеяния от скорости. Общие данные, безусловно, указывают на то, что закон силы между α-частицей и ядром является законом обратных квадратов.

Интересно отметить, что К.Т.Р. Вилсон [423], фотографируя следы α-частицы, позже показал, что α-частица иногда испытывает внезапное отклонение на большой угол. Это дает убедительные доказательства правильности точки зрения о том, что большие отклонения действительно иногда происходят в результате столкновения с одним атомом.

Согласно изложенной теории, большие отклонения α-частицы должны быть обусловлены ее прохождением вблизи ядра, где поле очень интенсивное, и не должны существенно изменяться при прохождении через внешнее распределение электронов. Это предположение кажется обоснованным, если вспомнить, что масса и энергия α-частицы очень велики по сравнению с массой и энергией электрона, даже движущегося со скоростью, сравнимой со скоростью света. Простые рассуждения показывают, что отклонения, которые α-частица испытывала бы даже при прохождении через сложное электронное распределение тяжелого атома, такого как золото, должны быть малы по сравнению с фактически наблюдаемыми большими отклонениями. Факти-

чески, прохождение быстрых α-частиц через вещество предоставляет наиболее точный и простой метод прояснения общей структуры атома, поскольку α-частица способна проникать в атом без серьезных помех со стороны электронного распределения и, следовательно, подвержена влиянию только интенсивного поля, связанного с ядром атома.

Эта независимость рассеяния под большими углами от внешнего распределения электронов справедлива только для заряженных частиц, кинетическая энергия которых очень велика. Не следует ожидать, что она будет справедлива для частиц, движущихся с гораздо меньшими скоростями и с гораздо меньшей энергией – таких, например, как обычные катодные частицы или атомы отдачи от активного вещества. В таких случаях вероятно, что внешнее электронное распределение играет гораздо более важную роль в управлении рассеянием, чем в рассматриваемом случае.

8.3.2 Рассеяние β-частиц

В рамках ядерной теории следует ожидать, что быстрые β-частицы будут претерпевать отклонения на большие углы при прохождении вблизи ядра. По-видимому, нет сомнений в том, что такие большие отклонения действительно происходят, и в своей предыдущей статье я показал, что результат рассеяния β-частиц, обнаруженный Краутером [298], [299], [302], может быть в целом объяснен в рамках ядерной теории атомной структуры.

Однако следует помнить, что существует несколько важных моментов различия между эффектами, которые следует ожидать для α-частицы и β-частицы. Поскольку сила между ядром и β–частицей является притягивающей, скорость β-частицы быстро возрастает при приближении к ядру. В рамках обычной электродинамики это влечет за собой потерю энергии за счет излучения, а также увеличение кажущейся массы электрона. Дарвин [332] математически рассчитал результат этих эффектов на орбите электрона и показал, что при определенных условиях бета-частица не покидает атом, а описывает спиральную орбиту, в конечном итоге падая в ядро. Этот результат представляет большой интерес, поскольку он может предложить объяснение исчезновения быстрых бета-частиц при их прохождении через вещество. Кроме того, следует помнить, что самая быстрая бета-частица, выброшенная из радия С, обладает лишь примерно одной третью энергии соответствующей альфа-частицы, в то время как средняя энергия бета-

частицы составляет менее одной шестой части энергии альфа-частицы. Таким образом, можно предположить, что рассеяние β-частицы на большие углы ядром будет происходить в областях, где α-частица будет испытывать лишь небольшое отклонение — в областях, для которых применение простой теории, возможно, не было проверено достаточно точно. По этим причинам крайне важно определить законы рассеяния β-частиц на большие углы с разными скоростями при прохождении через вещество, поскольку это должно пролить свет на ряд важных моментов, связанных со структурой атома. В настоящее время в лаборатории проводятся эксперименты по детальному изучению рассеяния таких быстрых β-частиц.

Очевидно, что β-частица, проходя близко к электрону, иногда будет испытывать большое отклонение. Математически эта проблема аналогична проблеме, рассматриваемой при тесном сближении α-частицы с атомом гелия той же массы, которая обсуждается г-ном Дарвином в сопроводительной статье. Однако такие значительные отклонения, вызванные электронным взаимодействием, должны быть относительно небольшими по сравнению с отклонениями, вызванными ядром тяжелого атома.

8.3.3 Рассеяние α-частиц на водороде

Особый интерес вызывают эффекты, которые следует ожидать при прохождении α-частиц через легкие газы, такие как водород и гелий. В предыдущей статье г-на Неттола и автора [331] было показано, что рассеяние α-частиц в водороде и гелии хорошо согласуется с представлением о том, что ядро водорода имеет один положительный заряд, в то время как α-частица, или гелий, также имеет такой заряд. Г-н Дарвин подробно разработал простое рассеяние [327], которое следует ожидать при прохождении α-частиц через водород и гелий. Здесь достаточно лишь упомянуть тот факт, что согласно теории ядра небольшое число атомов водорода должно приобретать в результате близких сближений с α-частицами скорости примерно в 1,6 раза превышающие скорость самой α-частицы. Ввиду того, что атом водорода несет один положительный заряд, а α-частица — два, можно рассчитать, что некоторые атомы водорода должны иметь пробег в водороде, почти в четыре раза превышающий пробег α-частицы, приводящей их в движение.

Г-н Марсден любезно провел для меня эксперименты, чтобы проверить, можно ли обнаружить присутствие таких атомов водорода. По-

дробное описание его экспериментов появится позже, но здесь достаточно упомянуть, что он получил несомненные доказательства того, что некоторые атомы водорода приводятся в движение с такой скоростью, что способны вызывать видимое сцинтилляционное свечение на экране из сульфида цинка и способны проходить через водород расстояние, в три-четыре раза превышающее расстояние, на которое сталкивается α-частица. Общий метод заключался в помещении тонкой α-лучевой трубки, содержащей около 100 милликюри очищенного излучения, в трубку, заполненную водородом. Сцинтилляции, вызванные α-частицей из трубки, исчезали в воздухе после прохождения расстояния около 5 см. Когда воздух был вытеснен водородом, подавляющее большинство сцинтилляций исчезло на расстоянии около 20 см от источника, что соответствует пробегу α-частицы в водороде. Однако небольшое количество сцинтилляций сохранялось в водороде на расстоянии до 90 см. Интенсивность этих сцинтилляций была меньше, чем интенсивность сцинтилляций, вызванных обычной α-частицей. Наблюдаемое число сцинтилляций имеет порядок величины, который можно было бы ожидать в теории однократного рассеяния, предполагая, что ядро водорода и гелия имеет такие малые размеры и что они ведут себя как точечные заряды на расстоянии до 10^{-13} см.

По-видимому, нет сомнений в том, что сцинтилляции, наблюдаемые на расстоянии более 20 см, обусловлены заряженными атомами водорода, которые приводятся в движение быстрыми импульсами в результате близкого столкновения с α-частицей. В настоящее время проводятся эксперименты г-ном Марсденом по определению числа приведенных в движение атомов водорода и зависимости этого числа от угла рассеяния.

Невозможно объяснить появление таких быстрых атомов водорода, если не предположить, что силы отталкивания между α-частицей и атомом водорода чрезвычайно сильны. Такие сильные силы могут возникнуть только в том случае, если положительные ядра имеют чрезвычайно малые размеры, так что возможно их близкое сближение.

8.3.4 Размеры и строение атомов

В своей предыдущей работе [324] я показал, что ядро должно иметь чрезвычайно малые размеры, и рассчитал, что в случае золота его радиус не превышает 3×10^{-12} см. Чтобы объяснить скорость, придаваемую атомам водорода при столкновении с альфа-частицами, мож-

но просто рассчитать (см. Дарвин), что центры ядер гелия и водорода должны приближаться друг к другу на расстояние 1.7×10^{-13} см. Предполагая для простоты, что ядра имеют размеры и сферическую форму, становится ясно, что сумма радиусов ядер водорода и гелия не превышает 1.7×10^{-13} см. Это чрезвычайно малая величина, даже меньше, чем общепринятое значение диаметра электрона, а именно 2×10^{-12} см.

Очевидно, что рассмотренный нами метод дает максимальную оценку размеров ядер, и не исключено, что само ядро водорода может иметь еще меньшие размеры. Это поднимает вопрос о том, настолько ли мало ядро водорода, что его массу можно обосновать так же, как и массу отрицательного электрона.

Из экспериментов сэра Дж. Дж. Томсона и других хорошо известно, что не наблюдалось положительно заряженных носителей с массой меньше, чем у атома водорода. Чрезвычайно малые размеры, обнаруженные для ядра водорода, подтверждают предположение, что ядро водорода является положительным электроном, и что его масса имеет исключительно электромагнитное происхождение. Согласно электромагнитной теории, электрическая масса заряженного тела, предполагаемого сферическим, равна $\frac{2}{3}\frac{e^2}{a}$ где e — заряд, а a — радиус. Следовательно, ядро водорода должно иметь радиус около $1/1830$ от радиуса электрона, если его масса должна объясняться таким образом. В настоящее время нет экспериментальных доказательств, противоречащих такому предположению.

Ядро гелия имеет массу почти в четыре раза больше массы водорода. Если предположить, что положительный электрон, то есть атом водорода, является единицей, из которой состоят все атомы, то следует ожидать, что атом гелия будет содержать четыре положительных и два отрицательных электрона.

Хорошо известно, что атом гелия во многих случаях выбрасывается при превращении радиоактивного вещества, но до сих пор не было получено никаких доказательств выброса атома водорода. Совместно с г-ном Робинсоном [424] я исследовал, выбрасываются ли из радиоактивного вещества какие-либо другие заряженные атомы, кроме атомов гелия и атомов отдачи, сопровождающих выбрасываемые α-частицы. Исследование показало, что если такие частицы выбрасываются, то их число, безусловно, меньше 1 на 10 000 от числа атомов гелия. Таким образом, из этого следует, что ядро гелия представляет собой очень стабильную конфигурацию, которая выдерживает интенсивные возму-

щения, приводящие к его выбросу с высокой скоростью из радиоактивного атома, и является одной из единиц, из которых, возможно, состоит подавляющее большинство атомов. Радиоактивные данные указывают на то, что атомная масса последовательных продуктов уменьшается на четыре единицы вследствие выброса α-частицы, и часто отмечалось, что атомная масса многих постоянных атомов различается примерно на четыре единицы.

Позже будет показано, что результирующий положительный заряд на ядре определяет основные физические и химические свойства атома. Однако масса атома зависит от числа и расположения положительных и отрицательных электронов, составляющих атом. Поскольку экспериментальные данные указывают на то, что ядро имеет очень малые размеры, составляющие положительные и отрицательные электроны должны быть очень плотно упакованы вместе. Как указал Лоренц, электрическая масса системы заряженных частиц, если они расположены близко друг к другу, будет зависеть не только от числа этих частиц, но и от способа взаимодействия их полей. Для рассматриваемых размеров положительных и отрицательных электронов упаковка должна быть очень плотной, чтобы вызвать существенное изменение массы по этой причине.

Это может, например, объяснить тот факт, что атом гелия имеет массу, не превышающую в четыре раза массу атома водорода. Однако, пока теория ядра не будет более точно проверена, обсуждать возможную структуру самого ядра представляется преждевременным. Общая теория указывает на то, что ядро тяжелого атома представляет собой чрезвычайно сложную систему, хотя его размеры очень малы.

Важный вопрос возникает в том, содержат ли атомные ядра, которые все несут положительный заряд, отрицательные электроны. Этот вопрос обсуждался Бором [43], который на основании радиоактивных данных пришел к выводу, что высокоскоростные β-частицы имеют свое происхождение в ядре. Общие радиоактивные данные, безусловно, подтверждают такой вывод. Хорошо известно, что радиоактивные превращения, сопровождающие выброс высокоскоростных β-частиц, подобно изменениям альфа-излучения, не зависят от широкого диапазона температур или физических и химических условий. Согласно ядерной теории, нет сомнений в том, что α-частица имеет свое происхождение в ядре и получает большую часть, если не всю, свою энергию движения при выходе из атома. Поэтому представляется разумным предположить, что превращение в β-лучи также происходит от выброса отрицатель-

ного электрона из ядра. Хорошо известно, что энергия, выбрасываемая в виде β- и γ-лучей во время превращения радия C [425], составляет примерно четверть энергии выброшенной α-частицы. Нелегко объяснить это большое излучение энергии, предполагая, что оно имеет свое происхождение в электронном распределении. Более вероятно, что из ядра высвобождается электрон с очень высокой скоростью, и при своем выходе из атома он приводит электронное распределение в сильные колебания, вызывая интенсивные γ-лучи, а также вторичные β-частицы. Общие данные, безусловно, указывают на то, что многие высокоскоростные электроны из радиоактивного вещества высвобождаются из электронного распределения в результате возмущения, вызванного выходом первичных электронов из ядра.

8.3.5 Заряд ядер

Мы видели, что при исследовании рассеяния α-частиц материей было установлено, что положительный заряд ядра приблизительно равен $1/2$Ae, где A — атомный вес, а e — единичный заряд. Это эквивалентно утверждению, что число электронов во внешнем распределении составляет примерно половину атомного веса в терминах водорода. Интересно отметить, что это значение было получено Баркла [272] на основе совершенно других данных, а именно рассеяния рентгеновских лучей при их прохождении через материю. Это основано на теории рассеяния, предложенной сэром Дж. Дж. Томсоном, которая предполагает, что каждый электрон в атоме рассеивается как независимая единица. Кажется маловероятным, что электроны внутри ядра будут вносить вклад в это рассеяние, поскольку они упакованы вместе с положительными ядрами и должны удерживаться в равновесии силами иного порядка величины, чем те, которые связывают внешние электроны.

Из рассмотрения случаев водорода и гелия, где водород имеет один электрон, а гелий — два, очевидно, что число электронов не может быть ровно половиной атомной массы во всех случаях. Это привело к интересному предположению ван Брука [343] о том, что число единиц заряда на ядре, и, следовательно, число внешних электронов, может быть равно числу элементов, расположенных в порядке возрастания атомной массы. Согласно этой точке зрения, заряды ядер водорода, гелия и углерода равны 1, 2, 6 соответственно, и так далее до остальных элементов, при условии, что нет разрыва из-за отсутствующего элемента. Эта точка зрения была принята Бором в его теории строения

простых атомов и молекул.

Недавно в поддержку такого утверждения были представлены убедительные доказательства двух различных типов. Содди [175] указал, что недавнее обобщение связи между химическими свойствами элементов и излучениями можно интерпретировать, предположив, что атом теряет два положительных заряда при испускании α-частицы и один отрицательный при испускании высокоскоростного электрона. Из рассмотрения ряда продуктов трех основных радиоактивных ветвей урана, тория и актиния следует, что некоторые радиоактивные элементы могут быть расположены таким образом, что заряд ядра уменьшается на одну единицу при переходе от одного элемента к другому. Таким образом, представляется, что предположение ван ден Брока, вероятно, справедливо для некоторых, если не для всех, тяжелых радиоактивных элементов. Недавно Мозли [426] предоставил очень ценные доказательства того, что это правило также справедливо для ряда более легких элементов. Путем исследования длины волны характеристического рентгеновского излучения, испускаемого двенадцатью элементами с разной атомной массой между кальцием (40) и цинком (65,4), он показал, что изменение длины волны можно просто объяснить, предположив, что заряд на ядре увеличивается от элемента к элементу ровно на единицу. Это справедливо для кобальта и никеля, хотя давно известно, что они занимают аномальное относительное положение в периодической классификации электронов по атомным массам.

По-видимому, нет причин, по которым этот новый и мощный метод анализа, основанный на исследовании частоты характеристических рентгеновских спектров элементов, не должен быть распространен на большое количество элементов, так что в ближайшем будущем можно ожидать получения более точных данных по этому вопросу.

Согласно теории ядра, физические и химические свойства обычных элементов в большинстве своем полностью зависят от заряда ядра, поскольку последний определяет количество и распределение внешних электронов, от которых химические и физические свойства должны в основном зависеть. Как указывал Бор, свойства гравитации и радиоактивности, которые совершенно не зависят от химических или физических факторов, должны быть отнесены главным образом, если не полностью, к ядру, в то время как обычные физические и химические свойства определяются количеством и распределением внешних электронов. С этой точки зрения, заряд ядра является фундаментальной константой атома, в то время как атомная масса атома может быть

сложной функцией расположения единиц, составляющих ядро.

Следует помнить, что в рамках теории ядра нет принципиальной невозможности того, чтобы атомы могли значительно различаться по атомной массе и при этом иметь одинаковый заряд ядра. Это проще всего иллюстрируется радиоактивными данными. В следующей таблице приведены атомные массы и заряды ядра для нескольких последовательных элементов, образующихся в результате превращения урана. Фактический заряд ядра урана неизвестен, но для простоты он принимается равным 100.

Successive Elements	Ur1 →	Ur X1 →	Ur X2 →	U r2 →	Io →	Ra
Atomic weights	238.5	234.5	234.5	234.5	230.5	226.5
Charge on nucleus	100	98	99	100	98	96

Таблица 8.1: Атомные веса и предполагаемые заряды ядер в ряду превращений урана. Резерфорд 1914 г. [334]

Согласно современным теориям, предполагается, что испускание α-частицы уменьшает заряд ядра на две единицы, а испускание β-частицы увеличивает его на одну единицу. Видно, что Ur1 и Ur2 имеют одинаковый заряд ядра, хотя их атомная масса различается на четыре единицы.

Если предположить, что ядро состоит из смеси ядер водорода с одним зарядом и ядер гелия с двумя зарядами, то априори можно предположить, что может существовать ряд атомов с одинаковым зарядом ядра, но с разными атомными массами. Радиоактивные данные, безусловно, подтверждают такую точку зрения, но, вероятно, лишь немногие из таких возможных атомов будут достаточно стабильными, чтобы существовать в течение измеримого времени.

Бор [42] обратил внимание на трудности построения атомов на основе «ядерной» теории и показал, что стабильные положения внешних электронов нельзя вывести из классической механики. Введя концепцию, связанную с квантовой теорией Планка, он показал, что при определенных предположениях можно построить простые атомы и молекулы из положительных и отрицательных ядер, например, из атома и молекулы водорода и атома гелия, которые во многих отношениях ведут себя подобно реальным атомам или молекулам. Хотя могут существовать значительные разногласия относительно обоснованности и лежащего в основе физического смысла предположений Бора, нет сомнений в том, что теории Бора представляют большой интерес и имеют

важное значение для всех физиков как первая определенная попытка построить простые атомы и молекулы и объяснить их спектры.

8.4 Новая эра науки: вместо фиксированной таблицы элементов — изменчивый мир изотопов

Содержащаяся в сборнике научных тудов Ферми [45] статья «Современная физика» [46] 1930 г. даёт в популярной форме представление его видения связи науки конца XIX в. и исследованиями атома первых десятилетий XX в.

Ферми отмечает как важное обстоятельство взаимно дополняющее развитие науки и техники. В качестве примера он приводит развитие электротехники. На первом этапе эта диятельность носила научный характер, начиная с работ Гальвани и Вольта. Но именно эта деятельность привела к созданию столба Вольта. Это изобретение дало инструмент, способный создавать довольно большие токи. Стаи возможными исследования электромагнизма, и создавать разнообразные технические решения. За этим последовало изобретение Пачинотти двигателя постоянного тока, «кольца Пачинотти» [432], [433], которые может работать и как мотор, и как генератор тока. Вслед за этим последовало маштабное развитие применений электричества, которое полностью преобразило быт, инженерную деятельность и научные приборы.

Интересно, что Ферми отмечает, что «современная» физика не дала промышленности ничего столь значимого, как наука XIX в. Он не мог предположить, что через 12 лет сам запустит первый в истории ядерный реактор!

В конце XIX в. естественнонаучная картина мира носила во многом «химический» характер. Известные элементы были прокласифицированы по их свойствам объединяться в молекулы, были выявлены периодические закономерности этих свойств в зависимости от атомного веса. В этой картине были проблемы и несовершенства, но в целом она выглядела вполне состоятельной [2]. На основе закономерностей по группам таблицы Менделеева было предсказано существование нескольких ранее неизвестных элементов. Для многих элементов были проведены измерения атомных весов с очень высокой точностью.

Атомные спектры были изучены уже достаточно подробно, были выявлены различные закономерности спектральных серий. Само существование спектров указывало на сложность или неэлементарность строения атома, при этом расширение понимания электромагнитных явлений давало основание считать, что ключ к изучению будет со временем найден.

В последовательном развитии науки произошёл резкий поворот в 1895 г. — см. §2. Начиная с открытия Рентгена, был совершён принципиальный переворот в представлениях о материальном мире. Открытие рентгеновских лучей дало сильнейший импульс к иследованиям излучений в их различной форме, и, на первый взгляд, достаточно случайно, Беккерель открыл излучения, не связанные с внешними воздействия на вещество, а как будто имеющими какую-то внутреннюю природу. При этом уран, который, как показали уже первые исследования, был причиной этих эффектов, не считался каким-то особенным элементом за исключением атомного веса. То же самое относится и к торию, также одному из самых тяжелых элементов, активность которого была обнаружена очень быстро.

Беспрецендентная по масштабу работа супругов Кюри изучению ураносодержащих руд, привела к открытию и накоплению радия (см. §2.5), первого радиоактивного элемента, который удалось выделить в количестве, достаточном для измерения его физических свойств, в частности, атомного веса, изготовления стандарта излучения, а также для изучения продуктов его трансформации. Особенную роль сыграл радон, который, будучи газом, при необходимости легко удаляется, так что можно проводить исследования с продуктами его распада.

Очень быстро Резерфорд и Содди пришли к идее «превращений» или «трансмутации» элементов. Когда страх использования средневековой терминологии прошёл, Резерфорд называл этот круг явлений «новой алхимией». Содди пришёл к идее изотопов, как разных видов атомов одного и того же химического элемента — см. §5.

Таким образом, стало ясно, что «икона науки», как иногда в шутку называют таблицу Менделеева, нуждается в дополнительном измерении.

8.4.1 Что было понятно в 1913 г. и что непонятно

Зафиксируем в качестве точки оценки положения развития науки об атомах дату — 1913 г.

Так что же было понятно о структуре атома?

Поначалу было выяснено особое положение самых тяжёлых элементов таблицы Менделеева, тория и урана. Только они обладали естественной радиоактивностью — см. §2. Разрыв по величине атомного веса с ближайшими «обычными» элементами, свинцом и висмутом, был достаточно велик. И могло казаться, что, собственно, именно величина атомного веса играет главную роль.

Постепенно были был прослежены три ряда процессов дизинтеграции тяжелых элементов, заканчивающиеся различными изотопами свинца. В ходе этих исследований был определён заметный набор химически неразделяемых радиоактивных веществ (изотопов). Также обнаружены радиоактивные изотопы свинца.

Очень быстро был выяснен сложный характер излучений при атомных превращениях. Эти излучения получили названия «α-, β, γ» — см. §2. Довольно быстро легко управляемые β-лучи были отождествлены с катодными лучами, а их носитель, электрон, стал первым членом из составляющих атома. Исследование природы α-лучей заняло несколько лет, и как выяснилось, ими оказались ионы гелия — см. §3.

Попутно было определено, что энергия атомных превращений колоссальна, а скорости излучений огромны. Получалось, что в атомах заложен запас в 10 миллионов раз больше, чем в химической связи.

Что касается состава атомов, то выглядело так, они состоят из α-, β-частиц, и возможно, ядер атомов водорода.

Изучение перечисленных явлений носило в основном «наблюдательный» характер. Первыми попытками проникнуть вглубь атома были опыты Ленарда. Использование альфа-частиц как зондирующего элемента в «опыте Резерфорда» §4 дало возможность определить размер ядра атома численно, которое в отличие от динамид Ленарда оказалось имеющим большой электрический заряд.

Так что же было непонятно о структуре атома?

Перечисленные выше явления были поистинне революционными. Вместе с тем, ни в одном из явлений не была достигнуто окончательное понимание.

Что касается естественной радиоактивности, она была открыта для калия и рубидия, но в форме только β-излучения и очень слабой активности.

Ни один из рядов радиоактивного распада не был прослежен полностью. Например, родоначальник «актинового» ряда (см. §5.2), изотоп ^{235}U был открыт только в 1935 г. [434]. По мере приближения к стабильным изотопам свинца процессы ветвились и альфа-канал переставал быть доминирующим. Из открытых изотопов большая часть имела чётный номер, несколько клеток таблицы Менделеева с нечётными номерами осталась незаполненными.

Что касается состава ядра, было неясно, находятся ли внутри альфа- и бета-частицы постоянно, и как они покидают ядро атома. Получалось, что электроны по-разному себя проявляют вне и внутри ядра. Это находило отражение в термине «внутренний заряд» атома.

Не было понятно, как формируется атомный вес, почему у легких и тяжелых элементов отношение веса к заряду разное.

Опыт Гейгера-Марсдена позволили определить заряд ядра атома экспериментально. Однако точность измерений была слишком низкой, порядка 20%. По существу, получались оценки, а не измерения. В таблицах Менделеева того времени в качестве заряда урана, например, приводилось значение 118.

Что касается характера сил, действующих в атомном ядре, то здесь не было даже информации, на основе которой можно было бы содержательно теоретизировать. Опыты с рассеянием альфа-частиц на атомах тяжёлых элементов не давали возможности подойти к ядру настолько близко, чтобы «почувствовать» не только кулоновское отталкивание, но и ядерное взаимодействие. А других частиц с достаточной энергией еще не умели получать.

Теперь заглянем в совсем близкое к 1913 г. будущее.

8.4.2 Открытие атома извне и изнутри

В публикации [2] показано, что в XIX в. была подготовлена экспериментальная база для будущих исследований.

В течение первых двух десятилетий XX в. изучение рядов радиоактивных распадов урана и тория привело Содди к идее изотопии атомных ядер, модель атома Резерфорда-Бора дала старт квантовомеханической теории атома, а исследования с масс-спектрографами Астона, Демпстера и других учёных, открыли, наконец, природу атомных масс химических элементов. Тем самым был снято противоречие между точными измерениями атомных весов и отсутствием плавной закономерности их изменения с порядковым номером химического элемента [2].

Теория Бора дала возможность объяснить колоссальный набор экспериментальных знаний по атомными спектрам. Была вычислена теоретически постонянная Ридберга на основе фундаментальным констант, включая квант действия Планка. Это было «открытие атома снаружи». Появилась схема построения электронных оболочек атомов химических элементов.

Изучение рентгеновских спектров позволило «открыть атом изнутри», начиная с излучения электронов, ближайших к ядру и чувствующих, в первую очередь, его электрический заряд.

8.4.3 Ядерная физика

После открытия протона (1919 г.) и нейтрона (1932 г.) понимание природы шагнуло ещё дальше — вглубь ядра. «Новая алхимия» получила объяснение через выяснение богатства ядерных реакций. Постепенно стали ясны многие загадочные факты.

Среди них — «альфа-пустыня» после свинца и висмута до тория и урана и запутанность рядов превращений при подходе к изотопам свинца. Квантово-механическая теория альфа-распада Гамова [244], [245], Герни и Кондона [246], [247] 1928-1928 гг. открыла глаза на энергетически запрященные процессы и объяснила закон Гейгера-Неттола §3.4.

При выполнении ядерных проектов таблица Менделеева получила дополнение — $N-Z$-диаграммы [436], 1946 г., которые наглядно представляют «море изотопов» и острова стабильности, подробнее — [3].

В середине прошлого века теоретическая ядерная физика позволила обьяснить исключительную редкость технеция и прометия на Земле [3]. Теория ядерного нуклеосинтеза дала картину создания элементного состава Вселенной [429].

8.4.4 Уникальность нашей планеты

После этого пройдёт ещё несколько десятилетий, и исследования нашей планеты и её биосферы дадут новое понимание характера распределений изотопов. Сейчас ясно, что каждая планета имеет свою *изотопную подпись*, которая зависит и от изотопного состава протопланетного вещества, и от истории развития планеты. Причём эта история связана не только с геологическими событиями, но и с появлением и эволюцией жизни на Земле. Название книги А. Ю. Журавлева «Сотворение Земли. Как живые организмы создали наш мир. [430]» говорит

само за себя.

Изменчивость происхождения различных категорий земной коры настолько велико, что современная версия таблицы Менделеева содержит для многих элементов не средние атомные веса, и их интервалы [431]. При этом приводимые в таблице интервалы атомных весов являются не ошибками измерения, а действительной вариабельностью изотопного состава на Земле [3].

При всём прогрессе науки, в каждом из направлений её развития есть и белые пятна, и нерёшенные вопросы. А значит, есть в природе и то, о чём мы сейчас даже не догадываемся. Так что процитируем ещё раз слова Макса Планка о квантовании действия:

«Как бы то ни было, в любом случае не может возникнуть сомнений в том, что наука преодолеет эту серьезную дилемму, и то, что сегодня кажется столь неудовлетворительным, в конечном итоге, если рассматривать его с более высокой точки зрения, будет отличаться особой гармонией и простотой. До тех пор, пока эта цель не будет достигнута, проблема кванта действия не перестанет вдохновлять исследования и приносить им плоды, и чем больше трудностей, препятствующих ее решению, тем более значимым она в конечном итоге окажется для расширения и углубления всех наших знаний в физике.» [428]

Помимо упомянутой конкретной проблемы, эти слова верны и для других природных явлений.

В следующей книге мы рассмотрим открытие составляющх атомного ядра: электрона, протона и нейтрона, а также развитие науки о рентгеновских лучах.

Методика изложения материала планируется, как и в данном издании. Способ изложения материала обсуждается в §1.2: рассмотрение оригинальных работ, краткие комментарии и обработка данных публикаций современными методами статистики.

Список иллюстраций

2.1 Таблица Менделеева до 1896 г. 27
2.2 Кюри электрометр квадрант пьезо компенсация. М.Кюри, 1912 г. [29] 36
2.3 Ряды распада тория, радия и актиния. Выделены изотопы полония 42
2.4 Ряды распада тория, радия и актиния. Выделены изотопы актиния 43
2.5 Ряды распада тория, радия и актиния. Выделены изотопы радия 47
2.6 Спектр излучения радия. Демарсе 1898 г.[116] 49
2.7 Металлический радий 50
2.8 Спектр излучения чистого хлористого радия. М.Кюри 1912 г. [29] 52
2.9 Таблица Менделеева. М.Кюри 1912 г. [29] 54
2.10 Ряды распада тория, радия и актиния. Выделены изотопы радона 56
2.11 Установка изучения эманации тория Fig 1. Резерфорд 1900 г. [150] 61
2.12 Кривые эманации тория Fig 2. Резерфорд 1900 г. [150] . 62
2.13 Схема установки Fig 1. Дорн 1900 г. [142] 70
2.14 Схема установки Fig 2. Дорн 1900 г. [142] 71
2.15 Схема установки. Резерфорд-Брукс 1901 г. [102] 77
2.16 Радиография корки урановой соли и корки, закрытой мальтийским крестом Fig 1. Беккерель 1903 г. [76] 81
2.17 Радиография алюминиевой медали Fig 2. Беккерель 1903 г. [76] 82
2.18 Компоновка образцов Fig 3. Беккерель 1903 г. [76] 83

2.19 Радиография образцов Fig 4. Беккерель 1903 г. [76] . . . 83
2.20 Радиография урана, полония и радия Fig 5. Беккерель 1903 г. [76] . . . 85
2.21 Радиография радиоактивного препарата в магнитном поле Fig 6 7. Беккерель 1903 г. [76] . . . 85
2.22 Радиография α- и β-лучей тория Fig 8. Беккерель 1903 г. [76] . . . 86
2.23 Радиография α-лучей урана Fig 9. Беккерель 1903 г. [76] 87
2.24 Радиография β-лучей Fig 10 11. Беккерель 1903 г. [76] . 88
2.25 Установка для анализа различных излучений в магнитном поле Fig 12. Беккерель 1903 г. [76] . . . 89
2.26 Радиография, неотклоняемые β-лучи Fig 13. Беккерель 1903 г. [76] . . . 90
2.27 Радиография, слабо отклоняемые β-лучи Fig 14. Беккерель 1903 г. [76] . . . 90
2.28 Радиография, легко отклоняемые β-лучи Fig 15. Беккерель 1903 г. [76] . . . 91
2.29 Установка с электростатическим полем Fig 16. Беккерель 1903 г. [76] . . . 91
2.30 Радиография с электростатическим полем Fig 17. Беккерель 1903 г. [76] . . . 92
2.31 Радиография в магнитном поле 10 000 сГс Fig 18. Беккерель 1903 г. [76] . . . 92
2.32 Радиография, γ-лучи не отклоняются магнитным полем, Fig 19. Беккерель 1903 г. [76] . . . 93
2.33 Радиография, эффект вторичных γ-лучей, Fig 20. Беккерель 1903 г. [76] . . . 94

3.1 Общая схема измерений излучений в распаде урана. Резерфорд 1899 г. [153] . . . 105
3.2 Скорости утечки для разных соединений урана. Резерфорд 1899 г. [153] . . . 110
3.3 Радиоактивные элементы в таблице Менделеева . . . 116
3.4 Ряды распада тория, радия и актиния (основные ветви) 117
3.5 Схема измерений отклонения альфа-частиц в магнитном поле. Резерфорд 1903 г. [138] . . . 131
3.6 Величина отклонения альфа-частиц в зависимости от магнитного поля. Резерфорд 1903 г. [138] . . . 133

3.7 Определение направления отклонения альфа-лучей в магнитном поле. Резерфорд 1903 г. [138] 134
3.8 Ряды распада тория, радия и актиния (основные ветви) отмечен ионий 138
3.9 Дифференциальный воздушный калориметр. Резерфорд-Барнс 1903 г. [183] 140
3.10 Дифференциальный термометр в водяной бане. Резерфорд-Барнс 1904 г. [184] 142
3.11 Метод конденсирования эманации радия. Резерфорд-Барнс 1904 г. [184] 143
3.12 Выделение тепла радием и его эманацией. Резерфорд-Барнс 1904 г. [184] 144
3.13 Одна из схем измерений объёма гелия из распада радия. Рамзай-Содди 1904. [190] 150
3.14 Схема измерений тока из распада радия. Брэгг-Климан 1905 г. [194] 152
3.15 Графики ионизации. Брэгг-Климан 1905 г. [194] 153
3.16 Графики ионизации при прохождении через разные вещества. Брэгг-Климан 1905 г. [194] 154
3.17 Тормозная способность различных веществ во отношению к воздуху. Брэгг-Климан 1905 г. [194] 156
3.18 Аппаратура экспериментов. Резерфорд-Гейгер 1908 г. [208] 158
3.19 Система регистрации частиц. Резерфорд-Гейгер 1908 г. [208] 160
3.20 Подготовка источника излучения. Резерфорд-Гейгер 1908 г. [208] 162
3.21 Кривая вероятности регистрации. Резерфорд-Гейгер 1908 г. [208] 164
3.22 Схема установки. Резерфорд-Гейгер 1908 г. [221] 165
3.23 Схема установки. Резерфорд-Ройдс 1909 г. [235] 171
3.24 Схема установки. Гейгер-Неттолл 1911 г. [241] 174
3.25 Ионизация в зависимости от пробега α-частиц. Гейгер-Неттолл 1911 г. [241] 176
3.26 Зависимость времени трансформации α-частиц от их пробега. Гейгер-Неттолл 1911 г. [241] 178
3.27 Зависимость времени трансформации α-частиц от их пробега для ряда урана-радия. Гейгер-Неттолл 1912 г. [242] 180

4.1 Установка Ленарда для изучения поглощения катодных лучей. Ленард 1903 г. [290] 185
4.2 Результаты Ленарда для изучения поглощения катодных лучей. Ленард 1903 г. [290] 186
4.3 Установка для изучения рассеяния α-частиц. Гейгер 1908 г. [281] 199
4.4 Результаты измерений рассеяния α-частиц с различным числом фольг. Гейгер 1908 г. [281] 201
4.5 Схема измерений. Гейгер-Марсден 1909 г. [282] 202
4.6 Схема измерений с отражением α-частиц от платиновой пластины. Гейгер-Марсден 1909 г. [282] 204
4.7 Схема измерений рассеяния α-частиц. Гейгер 1910 г. [285] 206
4.8 График числа рассеяных α-частиц как функции расстояния от центра. Гейгер 1910 г. [285] 208
4.9 Графики вероятности рассеяния α-частиц на золотых фольгах разной толщины. Гейгер 1910 г. [285] 209
4.10 Наиболее вероятный угол рассеяния α-частиц на золотых фольгах разной толщины. Гейгер 1910 г. [285] 210
4.11 Наиболее вероятный угол рассеяния α-частиц на фольгах разных металлов. Гейгер 1910 г. [285] 212
4.12 Относительное рассеяние в зависимости от скорости α-частиц. Гейгер 1910 г. [285] 215
4.13 Геометрия установки Краутера для исследования β-лучей. Краутер 1910 г. [302] 219
4.14 Схема установки Краутера для исследования β-лучей. Краутер 1910 г. [302] 220
4.15 Поглощение β-лучей алюминием. Кроутер 1910 г. [302] . 225
4.16 Геометрия рассеяния альфа-частицы. Резерфорд 1911 г. [324] 232
4.17 Геометрия рассеяния моменты налетающей и рассеянной альфа-частицы. Резерфорд 1911 г. [324] 235
4.18 Модель установки Гейгера-Марсдена 1913 г., https://en.wikipedia.org/wiki/Rutherford_scattering_experiments249
4.19 Движение в отталкивающем потенциале [340] 249
4.20 Кривая рассеяния α-частиц Fig. 1. Гейгер 1912 г.[326] . . 251
4.21 Наиболее вероятный угол рассеяния α-частиц в зависимости от толщины вещества Fig. 2. [326] 254
4.22 Схема установки для измерения дифференциального рассеяния α-частиц Fig. 1. Гейгер-Марсден 1913 г. [329] . 257

4.23 Источник α-частиц Fig. 2. Гейгер-Марсден 1913 г. [329] . 261
4.24 Схема установки для исследования вляния толщины мишени Fig. 3. Гейгер-Марсден 1913 г. [329] 262
4.25 Схема установки для исследования вляния толщины мишени Fig. 4. Гейгер-Марсден 1913 г. [329] 264
4.26 Число сцинтилляций α-частиц для фольг разной толщины и разных материалов Fig. 5. [329] 265
4.27 Модифицированный источник α-частиц Fig. 6. Гейгер-Марсден 1913 г. [329] 268
4.28 Треки α-частиц в камере Вилсона. Резерфорд 1930 г. [57] 274

5.1 Предсказание благородных элементов. Томсен 1895 г. [359] 293
5.2 Периодичность свойств элементов по электроотрицательности. Томсен 1895 г. [359] 294
5.3 Ряды распада тория, радия и актиния (основные ветви) 298
5.4 Ряды радиоактивных распадов. Резерфорд 1906 г.[35] . . 299
5.5 Ряды радиоактивных распадов, «скрытые изотопы». По Теннинсен 2013 г. [250] 300
5.6 Предполагаемые ветвления на участке ряда урана-радия. Рассел 1922 г. [51] 301
5.7 Радиоактивный ряд тория. Рассел 1922 г. [51] 302
5.8 Радиоактивный ряд актиния. Рассел 1922 г. [51] 303
5.9 Радиоактивный ряд урана-радия. Рассел 1922 г.[51] . . . 359
5.10 Ряды распада тория, радия и актиния (основные ветви) 360
5.11 Мобильность катионов Хевеши [275] 360
5.12 Таблица валентностей радиоактивных элементов. Хевеши 1913 г. [275] 361
5.13 Диаграмма Рассела. Рассел 1913 г. [276] 362
5.14 Ряды радиоактивных распадов. Фаянс 1913 г. [251] . . . 363
5.15 Ряды распада тория, радия и актиния (основные ветви) 364
5.16 Элементы рядов радиоактивных распадов по валентности. Фаянс 1913 г. [251] 364
5.17 Часть таблицы Менделеева с радиоактивными элементами. Фаянс 1913 г. [251] 365
5.18 Таблица Менделеева с радиоактивными элементами. Фаянс 1913 г. [251] 365
5.19 Ряд распада радия. Содди 1913 г. [274] 365
5.20 Ряд распада тория. Содди 1913 г. [274] 365
5.21 Ряды распадов до эманации. Содди 1913 г. [274] 366

5.22 Ряд от UI до Io. Содди 1913 г. [274] 366
5.23 Ряд от UI с вилкой. Содди 1913 г. [274] 366
5.24 Эволюция от урана до свинца. Содди 1913 г. [274] 367
5.25 Сложный случай ветвления рядов. Содди 1922 г. [377] . 367
5.26 Радиоэлементы и периодический закон Fig. 1. Содди 1922 г.[377] 368
5.27 Радиоэлементы и периодический закон. Содди 1922 г. [377] 369
5.28 Происхождение актиния. Содди 1922 г. [377] 369
5.29 Периодическая система 1922 г. [51] 370

6.1 Схема предварительных измерений нерегулярностей отсчетов α-частиц. Гейгер, 1908 г. [219] 376
6.2 Характер отсчетов в предварительных экспериментах. Гейгер, 1908 г. [219] 377
6.3 Схема измерений нерегулярностей отсчетов α-частиц. Гейгер, 1908 г. [219] 378
6.4 График отсчетов электрометра α-частицГейгер, 1908 г. [219] 379
6.5 Схема измерений. Мейер-Регенер, 1908 г. [216] 385
6.6 Результаты измерений. Мейер-Регенер, 1908 г. [216] . . . 388
6.7 Результаты измерений — анализ. Мейер-Регенер, 1908 г. [217] 390
6.8 Результаты измерений Table I. Резерфорд и Гейгер, 1910 г. [224] 394
6.9 Кривая вероятности регистрации. Резерфорд и Гейгер, 1910 г. [224] 395
6.10 Результаты измерений Table A B. Резерфорд и Гейгер, 1910 г. [224] 396
6.11 Время ожидания обслуживания. Эрланг, 1909 г. [316] . . 420
6.12 Гистограмма числа α-частиц [225] 423
6.13 Данные для примера VIII Пирсона [227] 1900 г. 429
6.14 Пример расчета значения χ^2. Элдертон, 1902 г. [228] . . 430
6.15 Установка для подсчета числа α-частиц с двумя экранами. Марсден и Барратт, 1911 г. [396] 438
6.16 Число интервалов сцинтилляций от α-частиц с дмумя экранами. Марсден и Барратт, 1911 г. [396] 439
6.17 Номенклатура радиоактивных рядов [402]. Марсден и Барратт, 1911 г. [397] 443

6.18 Установка подсчета числа α-частиц с двумя экранами. Марсден и Барратт, 1911 г. [397] 445
6.19 Установка подсчета числа α-частиц распада тория. Марсден и Барратт, 1911 г. [397] 448
6.20 Число α-частиц от давления (пробеги). Марсден и Барратт, 1911 г. [397] 449
6.21 Кривая распада и кривая восстановления радона. Резерфорд [57] 456
6.22 Случай I Относительное число атомов A, B, C, D. Резерфорд [57] 458
6.23 Case II Относительное число атомов A, B, C . Резерфорд [57] 459
6.24 Относительное число атомов Radium A, B, C. Резерфорд [57] 464
6.25 Убывание активности активного осадка. Резерфорд [57] . 465
6.26 Иллюстрация вторичной γ-активности при прохождении α-лучей. Резерфорд [57] 466
6.27 Цепочка распадов от ThEm до ThD. Марсден и Дарвин, 1912 г. [398] 470
6.28 Число α-частиц для разных пучков. Марсден и Дарвин, 1912 г. [398] 472
6.29 Цепочка распадов от ThEm до ThD с ветвлением. Марсден и Дарвин, 1912 г. [398] 473
6.30 Активность при поглощении в алюминии. Марсден и Дарвин, 1912 г. [398] 475
6.31 Активность в зависbмости от времени. Марсден и Дарвин, 1912 г. [398] 476
6.32 Цепочка распадов от ThEm до ThD с вариантами ветвления. Марсден и Дарвин, 1912 г. [398] 480

7.1 Радиоактивность соединений тория в зависимости от толщины слоя. М. Кюри 1904 г. [28] 490
7.2 Пропускание излучения оксида урана бронзовыми фольгами. Резерфорд 1899 г. [153] 491
7.3 Пропускание излучения оксида урана одной бронзовой фольгой. Резерфорд 1899 г. [153] 492
7.4 Пропускание излучения оксида урана алюминиевыми фольгами. Резерфорд 1899 г. [153] 493

7.5 Пропускание излучения оксида урана алюминиевыми фольгами. Резерфорд 1899 г. [153] 494
7.6 Процент отклоненных α-лучей от величины магнитного поля. Резерфорд 1903 г. [138] 495
7.7 Константа закона Брэгга-Клемана. Точность 1% [194] . . 496
7.8 Константа закона Брэгга-Клемана. Точность 3% [194] . . 496
7.9 Данные измерения числа альфа-частиц сцинтилляционным методом. Резерфорд-Гейгер 1908 г. Точность 1 отсчет [208] 497
7.10 Данные измерения числа альфа-частиц сцинтилляционным методом. Резерфорд-Гейгер 1908 г. Точность 5 отсчетов [208] 498
7.11 Данные измерения - расчета заряда альфа-частиц. Резерфорд-Гейгер 1908 г. [221] 499
7.12 Данные по α-частицам от различных источников. Гейгер-Неттол 1911 г. [241] 501
7.13 Рассеяние α-частиц на различных металлах. Гейгер-Марсден 1909 г. [282] 503
7.14 Данные для определения угла рассеяния α-частиц. Гейгер 1910 г. [287] 504
7.15 Приведённые коэффициенты для рассеяния альфа-частиц на различных металлах. Гейгер 1910 г. [287] . . . 505
7.16 Зависимость поглощения от скорости альфа-частиц для разных веществ. Точность 10%. Гейгер 1910 г. [287] . . . 506
7.17 Зависимость поглощения от скорости альфа-частиц для разных веществ. Точность 10%. Гейгер 1910 г. [287] . . . 507
7.18 Проверка постоянства соотношения N/A для β-лучей. Точность 5%. Кроутер 1910 г. [302] 508
7.19 Изменение рассеяния в зависимости от угла. (Пример серии измерений.) Гейгер-Марсден 1913 г. [329] 510
7.20 Изменение рассеяния в зависимости от угла. (Пример серии измерений.) Неопределённости. Гейгер-Марсден 1913 г. [329] 511
7.21 Изменение рассеяния в зависимости от угла. (Пример серии измерений.) Проверка аналитической зависимости. Гейгер-Марсден 1913 г. [329] 511
7.22 Изменение рассеяния в зависимости от угла для серебра и золота. Гейгер-Марсден 1913 г. [329] 513

7.23 Проверка аналитической зависимости для серебра и золота. Гейгер-Марсден 1913 г. [329] 514
7.24 Проверка аналитической зависимости от атомного веса. Гейгер-Марсден 1913 г. [329] 515
7.25 Проверка аналитической зависимости от скорости α-частицы. Гейгер-Марсден 1913 г. [329] 516
7.26 Приведённый коэффициент рассеяния для лёгких газов α-частицы. Резерфорд и Неттол 1913 г. [331] 518
7.27 Теоретическая и экспериментальная вариабельность данных электрометра. Гейгер, 1908 г. [219] 520
7.28 Проверка соотношения Швайдлера (столбец 4). Мейер-Регенер, 1908 г. [216] 521
7.29 Результаты измерений и расчет. Резерфорд и Гейгер, 1910 г. [224] 522

8.1 «Расширенная система» ван дер Брука [342] 528

Список таблиц

1.1 Нобелевские лауреаты по физике, 1901-1930 гг. 13
1.2 Нобелевские лауреаты по химии, имеющие отношение к изотопной тематике 14

2.1 Радиоактивность различных соединений урана. М.Кюри, 1904 г. [28] 37
2.2 Радиоактивность соединений урана в зависимости от толщины слоя. М.Кюри, 1904 г. [28] 38
2.3 Радиоактивность соединений тория в зависимости от толщины слоя. М.Кюри, 1904 г. [28] 38
2.4 часть лучей, которую передаетъ алюминіевая пластинка, толщиною въ 0,01 миллиметра. М.Кюри, 1904 г. [28] . . . 39
2.5 Радиоактивность различных соединений урана. М.Кюри, 1904 г. [28] 40
2.6 Состав смоляной урановой руды. М.Кюри, 1904 г. [28] . . 40
2.7 Изотопы полония 42
2.8 Изотопы актиния 43
2.9 Изотопы радия 47
2.10 Спектральные линии радия. М.Кюри 1904 г. [28] 49
2.11 Спектральные линии радия NIST ASD 50
2.12 Атомный вес пробы. М.Кюри 1912 г. [29] 51
2.13 Атомный вес особо чистого радия 1902 г. М.Кюри [29] . . 52
2.14 Атомный вес особо чистого радия 1907 г. М.Кюри [29] . . 53
2.15 Изотопы радона 56
2.16 Table I. Резерфорд 1900 г. [150] Скорость утечки для толстого слоя оксида тория 58

2.17 Table II. Резерфорд 1900 г. [150] Скорость утечки для тонкого слоя оксида тория 59
2.18 Table III. Ток по электрометру в зависимости от времени. Резерфорд 1900 г. [150] 61
2.19 Эффект прохождения эманацией тория разных металлов. Резерфорд 1900 г. [150] 64
2.20 Table IV. Возрастание тока до насыщения. Резерфорд 1900 г. [150] 66

3.1 Пропускание излучения оксида урана бронзовыми фольгами. Резерфорд 1899 г. [153] 106
3.2 Пропускание излучения оксида урана алюминиевыми фольгами. Резерфорд 1899 г. [153] 107
3.3 Пропускание β-излучения алюминиевыми фольгами. Резерфорд 1899 г. [153] 108
3.4 Пропускание излучения некоторых соединений урана алюминиевыми фольгами. Резерфорд 1899 г. [153] 109
3.5 Пропускание излучения тонких и толстых слоев оксида урана алюминиевыми фольгами. Резерфорд 1899 г. [153] 111
3.6 Коэффициенты поглощения α- и β-излучений для различных веществ. Резерфорд 1899 г. [153] 112
3.7 Изотопы радиоактивных элементов с историческими названиями 127
3.8 Примерная толщина алюминия для ослабления излучения в 2 раза. Резерфорд 1903 г. [138] 129
3.9 Скорость разряда электрометра в экспериментах с отклонение альфа-лучей в магнитном поле. Резерфорд 1903 г. [138] 132
3.10 Скорость разряда электрометра от величины магнитного поля. Резерфорд 1903 г. [138] 132
3.11 Изотопы радиоактивных элементов в ряде урана-радия с историческими названиями 138
3.12 Тепловыделение на разных стадиях превращения радия. Резерфорд-Барнс 1904 г. [184] 146
3.13 Данные по тормозной способности разных веществ. Брэгг-Климан 1905 г. [194] 155
3.14 "Тормозная способность"различных атомов и молекул по сравнению с таковой у воздуха. Брэгг-Климан 1905 г. [194]155

3.15 Данные из примера измерения числа альфа-частиц. Резерфорд-Гейгер 1908 г. [208] 160
3.16 Данные из примера измерения числа альфа-частиц с большой вариацией амплитуды. Резерфорд-Гейгер 1908 г. [208] 161
3.17 Пример данных по измерению активности радия. Резерфорд-Гейгер 1908 г. [208] 162
3.18 Данные измерения числа альфа-частиц сцинтилляционным методом. Резерфорд-Гейгер 1908 г. [208] 163
3.19 Данные измерения заряда альфа-частиц. Резерфорд-Гейгер 1908 г. [221] 167
3.20 Данные по измерению заряда в газе на 1908 г. 167
3.21 Данные величине e 169
3.22 Атомные данные. Резерфорд-Гейгер 1908 г. [221] 170
3.23 Данные по альфа-частицам. Резерфорд-Гейгер 1908 г. [221] 170
3.24 Пробеги α-частиц от различных источников. Гейгер-Неттолл 1911 г. [241] 177
3.25 Данные по данным по α-частицам от различных источников. Гейгер-Неттолл 1911 г. [241] 179

4.1 Числа n и p корпускул в стабильном атоме. Томсон Дж. 1904 г. [293] 189
4.2 Рассеяние α-частиц на различных металлах. Гейгер-Марсден 1909 г. [282] 203
4.3 Данные по числу сцинтилляций альфа-частиц. Гейгер 1910 г. [285] 207
4.4 Данные по рассеянию альфа-частиц на различных металлах. Гейгер 1910 г. [285] 213
4.5 Относительное рассеяние в зависимости от скорости α-частиц. Гейгер 1910 г. [285] 214
4.6 Табл. I. Поглощение β-лучей алюминием. Кроутер 1910 г. [302] 224
4.7 Табл. II. Данные Кроутера для алюминия. Кроутер 1910 г. [302] 224
4.8 Табл. IV. Данные Кроутера для платины. Кроутер 1910 г. [302] 226
4.9 Табл. III. Данные Кроутера для массы электрона. Кроутер 1910 г. [302] 226

4.10 Табл. V. Данные Кроутера по числу электронов в атоме. Краутер 1910 г. [302] 228
4.11 Углы рассеяния альфа-частицы в зависимости от приведённого прицельного параметра. Резерфорд 1911 г. [324] 233
4.12 Рассеяние α-частиц на различных металлах [282] — табл. 4.2 §4.4.3. Резерфорд 1911 г. [324] 240
4.13 Значения N по данным Кроутера — см. табл. 4.10. Резерфорд 1911 г. [324] 244
4.14 Изменение рассеяния в зависимости от угла. (Пример серии измерений.) Серебряная фольга. Гейгер-Марсден 1913 г. [329] 259
4.15 Изменение рассеяния в зависимости от угла. (избранные результаты). Гейгер-Марсден 1913 г. [329] 260
4.16 Золото. — Изменение рассеяния в зависимости от толщины. Гейгер-Марсден 1913 г. [329] 265
4.17 Изменение рассеяния в зависимости от атомного веса. (Пример набора измерений.). Гейгер-Марсден 1913 г. [329] 267
4.18 Изменение рассеяния в зависимости от атомного веса. (Результаты с использованием Ra C.). Гейгер-Марсден 1913 г. [329] 267
4.19 Зависимость рассеяния от атомного веса. (Результаты получены с использованием излучения радия.). Гейгер-Марсден 1913 г. [329] 269
4.20 Изменение рассеяния в зависимости от скорости. Table VII. Гейгер 1910 г. [285] 270
4.21 Наиболее вероятные углы рассеяния. Table II. Дарвин 1912 г. [327] 277
4.22 Рассеяние α-частиц на различных металлах [282]. Резерфорд-Неттол 1913 г. 280

5.1 Принадлежность элементов к группам, по Лисневский 1984 г. [10]. 289
5.2 Радиоактивность из-за отложений актиния. Содди 1913 г. [274] 326

6.1 Теоретическая и экспериментальная вариабельность данных электрометра. Гейгер, 1908 г. [219] 381
6.2 Диаметры диафрагм. Мейер-Регенер, 1908 г. [216] 385

6.3 Проверка соотношения Швайдлера. Мейер-Регенер, 1908 г. [216] 389
6.4 Пример данных счета сцинтилляций α-частиц. Резерфорд и Гейгер, 1910 г. [224] 393
6.5 Данные, использованные Сноу [225] 423
6.6 Пример 1. Четырехместная таблица сопряженности. Фишер, 1922 г. [321] 433
6.7 Число групп интервалов. Марсден и Барратт, 1911 г. [396] 440
6.8 Число групп интервалов по данным Резерфорда и Гейгера [224]. Марсден и Барратт, 1911 г. [396] 442
6.9 Число интервалов по длительности. Марсден и Барратт, 1911 г. [397] 446
6.10 Число интервалов по длительностию. Марсден и Барратт, 1911 г. [397] 450
6.11 Анализ сцинтилляций с точки зрения количества случаев, когда один из наблюдателей регистрирует последовательность сцинтилляций без прерывания регистрации сцинтилляций другой сцинтилляцией. Марсден и Барратт, 1911 г. [397] 452
6.12 Значения σ, вычисленные из кривых нарастания сигнала Table I. Марсден и Дарвин, 1912 г. [398] 477

7.1 Радиоактивность оксида тория в зависимости от толщины слоя. М. Кюри 1904 г. [28] 489
7.2 Пропускание излучения оксида урана бронзовыми фольгами. Резерфорд 1899 г. [153] 490
7.3 Пропускание излучения оксида урана алюминиевыми фольгами. Резерфорд 1899 г. [153] 491
7.4 Пропускание излучения тонких и толстых слоев оксида урана алюминиевыми фольгами. Резерфорд 1899 г. [153] 492
7.5 Скорость разряда электрометра от величины магнитного поля. Резерфорд 1903 г. [138] 494
7.6 Данные по тормозной способности разных веществ. Брэгг-Клеман 1905 г. [194] 495
7.7 Данные измерения числа альфа-частиц сцинтилляционным методом. Резерфорд-Гейгер 1908 г. [208] 497
7.8 Данные величине e. Резерфорд-Гейгер 1908 г. [221] 498
7.9 Данные по α-частицам от различных источников. Гейгер-Неттол 1911 г. [241] 500

7.10 Рассеяние α-частиц на различных металлах. Гейгер-Марсден 1909 г. [282] 502
7.11 Данные по числу сцинтилляций альфа-частиц. Гейгер 1910 г. [287] 502
7.12 Данные по рассеянию альфа-частиц на различных металлах. Гейгер 1910 г. [287] 503
7.13 Относительное рассеяние в зависимости от скорости α-частиц [285] 505
7.14 Табл. II. Данные Кроутера для алюминия. Кроутер 1910 г. [302] 506
7.15 Табл. V. Данные Кроутера по числу электронов в атоме. Кроутер 1910 г. [302] 507
7.16 Изменение рассеяния в зависимости от угла. (Пример серии измерений). Гейгер-Марсден 1913 г. [329] 509
7.17 Изменение рассеяния в зависимости от угла. (избранные результаты). Гейгер-Марсден 1913 г. [329] 512
7.18 Зависимость рассеяния от атомного веса. (Результаты получены с использованием излучения радия.) Гейгер-Марсден 1913 г. [329] 515
7.19 Изменение рассеяния в зависимости от скорости α-частиц. Table VII. Гейгер-Марсден 1913 г. [329] 516
7.20 Рассеяние α-частиц на различных газах. Резерфорд и Неттол 1913 г. [331] 517
7.21 Теоретическая и экспериментальная вариабельность данных электрометра. Гейгер, 1908 г. [219] 520
7.22 Проверка соотношения Швайдлера. Мейер-Регенер, 1908 г. [216] 521
7.23 Результаты измерений Table I. Резерфорд и Гейгер, 1910 г. [224] 522
7.24 Число групп интервалов по данным Резерфорда и Гейгера [224]. Марсден и Барратт, 1911 г. [396] 523

8.1 Атомные веса и предполагаемые заряды ядер в ряду превращений урана. Резерфорд 1914 г. [334] 540

Литература

[1] **Rutherford E.** Forty Years of Physics. – in Background to Modern Science: Ten Lectures at Cambridge Arranged by the History of Science : Cambridge University Press — 1938 – pp. 243

[2] **Баженов А. Н.** Изотопы химических элементов до теории атомного ядра. Анализ данных: [учебное пособие] / А. Н. Баженов; –– Санкт-Петербург, 2026.
URL: https://elib.spbstu.ru/dl/5/tr/2026/tr26-70.pdf
DOI: 10.18720/SPBPU/5/tr26-70

[3] **Баженов А. Н.** Стабильные изотопы в природе : Монография / А. Н. Баженов, М. С. Онегин. — СПб., 2025. — С. 138. URL: https://doi.org//10.18720/SPBPU/2/id25-404 .

[4] **Amaldi E.** E. Amaldi From the discovery of the neutron to the discovery of nuclear fission. Physics Reports. Volume: 111, Issue 1–4 – 1984 – Pages: 1–331
DOI: 10.1016/0370-1573(84)90214-X

[5] **Гольданский В.И.** Статистика отсчетов при регистрации ядерных частиц / В. И. Гольданский, А. В. Куценко, М. И. Подгорецкий. – Москва : Гос. изд-во физ.-мат. лит., 1959. – 412 с.

[6] **Шпольский Э. В.** Атомная физика. Атомная физика. Том 1. Введение в атомную физику / Э. В. Шпольский. — 8-е изд., стер. — СПб. : Лань, 2010. — 560 с. — ISBN 978-5-8114-1005-7

[7] **Зоммерфельд А.** Строение атома и спектры. В 2 т. / А. Зоммерфельд — М.: Изд-во иностр. лит., 1956 Т.1 - 591 с, Т.2 - 694 с.

[8] **Merz J.T.** A history of European thought in the nineteenth century (2). W. Blackwood and sons, 1912, pp. 189–190.
https://doi.org/10.5962/bhl.title.18867

[9] **Трифонов Д. Н.** Учение о периодичности и учение о радиоактивности (комментированная хронология важнейших событий) / Д. Н. Три-

фонов, А. Н. Кривомазов, Ю. И. Лисневский — М. : Атомиздат, 1974. — 248 с.

[10] **Лисневский Ю. И.** Атомные веса и возникновение ядерной физики / Ю. И. Лисневский. — М. : Наука, 1984. — 255 с.

[11] **Хлопин В. Г.** Превращение элементов и периодический закон. 1941 ЖОХ, 11, 12, с. 1049—106

[12] **Бродский А. И.** Химия изотопов / Акад. наук СССР, Отд-ние хим. наук. — 2-е перераб. и доп. изд. — М. : Изд-во Акад. наук СССР, 1957. — 595 с. : [2] л. ил.

[13] **Старосельская-Никитина О.А.** История радиоактивности и возникновения ядерной физики / Акад. наук СССР. Ин-т истории естествознания и техники. М.: Изд-во АН СССР, 1963 —с. 428 https://elib.biblioatom.ru/text/staroselskaya-nikitina_istoriya-radioaktivnosti_1963/p0/

[14] **Бекман И. Н.** Атомная и ядерная физика: радиоактивность и ионизирующие излучения : учебник для вузов / И. Н. Бекман. — 2-е изд., испр. и доп. — М. : Юрайт, 2022. — 493 с. — (Высшее образование).

[15] **Глесстон С.** Глесстон, С. Атом. Атомное ядро. Атомная энергия [Текст] : Развитие соврем. представлений об атоме и атомной энергии / Пер. с англ. М. Н. Флеровой ; Под ред. акад. Л. А. Арцимовича. — Москва : Изд-во иностр. лит., 1961. — 648 с., 4 л. ил. : ил. : 27 см

[16] **Thoennessen M.** The Discovery of Isotopes — 2016. — Springer International Publishing Switzerland — 2016 P. XIII, 413 https://doi.org/10.1007/978-3-319-31763-2

[17] **Malley M.C.** Malley, M. C. (2011). Radioactivity: A history of a mysterious science. Oxford University Press. — 280 с. ISBN-13: 978-0199766413

[18] **Malley M.C.** Malley, Marjorie Caroline. "From Hyperphosphorescence to Nuclear Decay: A History of the Early Years of Radioactivity, 1896–1914."PhD diss., University of California, Berkeley, 1976.

[19] **Baily C.** Early atomic models – from mechanical to quantum (1904–1913) // The European Physical Journal H. 2013. Vol. 38, № 1. P. 1–38 DOI: 10.1140/epjh/e2012-30009-7

[20] **Thomson W.** William Thomson. On Vortex Atoms // Proceedings of the Royal Society of Edinburgh. — 1869. — Т. 6. — С. 94–105. DOI: 10.1017/S0370164600045430

[21] **Tait, P.G.** (1876). Lectures on Some Recent Advances in Physical Science. London: Macmillan and Co., p. 292

[22] **Kragh H.** The Vortex Atom: A Victorian Theory of Everything (англ.) // Centaurus. — 2002. — Vol. 44, iss. 1–2. — P. 32–114. — ISSN 0008-8994. DOI: 10.1034/j.1600-0498.2002.440102.x

[23] **Kragh H.** Before Bohr: Theories of atomic structure 1850–1913. Series: Research Publications from the Centre for Science Studies (RePoSS), Report no. 10 Department of Science Studies, University of Aarhus, Denmark 2010 – pp. 79

[24] **Thomson J. J.** Cathode rays.- «Phil. Mag.», ser.5, 1897, v. 44, p. 293-316. DOI: 10.1080/14786431003659214

[25] **Thomson J. J.** Thomson, J. J. (1898). On the theory of the conduction of electricity through gases by Hankel's and other methods. Proceedings of the Cambridge Philosophical Society, 9(8), 397–399

[26] **Wiechert E.** Wiechert E. // Schriften der phys.-ökon. Gesellschaft zu Königsberg in Pr., 1897. — 38. Jg. — № 1. Sitzungsber. — S. 3—16.

[27] **Kaufmann W.** Kaufmann, W. Ueber die Deflexion der Kathodenstrahlen. Annalen der Physik, Band 298, Heft 12, 1897, S. 544–552 DOI: 10.1002/andp.18972981205

[28] **Склодовская-Кюри. М.** М. Склодовская-Кюри. Исследование радиоактивных веществ (радий, полоний, актиний, уран, торий и др.) : Соч., представл. Париж. фак. наук, для получения степени д-ра физики = Recherches sur les substances radioactives par M-me Sklodovska-Curie / Пер. со 2-го испр. и доп. фр. изд. М. Я. Кульчицкий и М. Т. Кульчицкая, под ред. М. Я. Кульчицкого. — М.: т-во «Печатня С. П. Яковлева», 1904. — 147 с.

[29] **Склодовская-Кюри. М.** М. Склодовская-Кюри. Радиоактивность Т 1 СПб «Наука и жизнь» — 1912 — 206 с.

[30] **Склодовская-Кюри. М.** Радиоактивность / Пер. с фр. З. В. Ершовой, В. Д. Никольского ; Под ред. В.И Баранова. — М. ; Л. : Гостехиздат, 1947. — 520 с., 2 л. фронт. портр. : ил. — Библиогр. в конце частей. — Предм. указатель: с. 487—492.

[31] **Кюри П.** Избранные труды / Пьер Кюри ; [пер. с фр. ; под ред. и с коммент. В. И. Вернадского, Г. П. У а, А. В. Шубникова]. — Москва ; Ленинград : Наука, 1966. — 399 с., 1 л. портр. : черт. ; 22 см. — (Классики науки).

[32] **Thomson J. J.** Conduction of electricity through gas. Cambridge University Press (Cambridge Physical Series) — 1906 (2nd edition) — 678 pp.

[33] **Thomson J. J.** The corpuscular theory of matter. Archibald Constable & Co., Ltd. (London), 1907 — pp. 172

[34] **Rutherford E.** Radio-activity. 1905 2nd edition pp.580

[35] **Rutherford E.** Radioactive Transformations 1906 CHARLES SCRIBNER'S SONS NEW YORK 1906 p. 287

[36] **Rutherford E.** Radioactive Substances and Their Radiations 1913

[37] **Siegbahn M.** The spectroscopy of X-rays. Translated by G.A.Lindsay. Oxford University Press, London. 1925

[38] **Rutherford E.** Том 1: Радиоактивность. Резерфорд, Э. Избранные научные труды. Радиоактивность : пер. с англ. / Э. Резерфорд ; отв. ред. Г. Н. Флеров ; сост., ред. пер. Ю. М. Ципенюк. — Москва : Наука, 1971. — 599 с. — (Классики науки).

[39] **Rutherford E.** Том 2: Строение атома и искусственное превращение элементов. Резерфорд, Э. Избранные научные труды. Строение атома и искусственное превращение элементов : пер. с англ. / Э. Резерфорд ; отв. ред. Г. Н. Флеров ; сост., ред. пер. Ю. М. Ципенюк. — Москва : Наука, 1972. — 532 с. — (Классики науки).

[40] **Планк М.** Избранные труды. Термодинамика. Теория излучения и квантовая теория. Теория относительности. Статьи и речи — М.: Наука, 1975. — 788 с. — (Классики науки).

[41] **Бор Н.** Избранные научные труды. Т.1: Статьи 1909-1925. Н. Бор ; под ред. Е.И. Тамма, В.А.Фока, Б.Г.Кузнецова ; сост. У.И.Франкфурт — М.: Наука, 1970. — 563 с. — (Классики науки).

[42] **Bohr N.** 1. On the Constitution of Atoms and Molecules. Phil. Mag. 1913, 26, pp.1-25

[43] **Bohr N.** 2. On the Constitution of Atoms and Molecules. Phil. Mag. 1913, 26, pp.476-502

[44] **Bohr N.** 3. On the Constitution of Atoms and Molecules. Phil. Mag. 1913, 26, pp.857-885

[45] **Ферми Э.** Избранные научные труды. Т.1: Италия 1921-1938. Э. Ферми ; под ред. Б Понтекорво ; сост. Б Понтекорво, В.Н. Покровский — М.: Наука, 1970. — 814 с. — (Классики науки).

[46] **Fermi E.** La fisica moderna. Nuova Antologia, 1930, 65, p. 137-145.

[47] **Лауэ М.** История физики. М.: Гос. изд-во научно-технической литературы. 1956 – 230 с.

[48] **Дорфман Я.Г.** Всемирная история физики (с начала XIX до середины XX в.). М.: Наука, 1979. 317 с.

[49] **Soddy F.** The chemistry of the radio-elements. Part. I. The Radio-elements. London, Longmans, Green and Co., 1912, pp.

[50] **Soddy F.** The chemistry of the radio-elements. Part. II. The radio-elements and the periodic law. London, Longmans, Green and Co., 1913, pp. 46

[51] **Russell A.S.** An Introduction to the Chemistry of Radio-Active Substances. Toronto. The Macmillan company of Canada, Ltd. 1922. – pp. 174

[52] **Soddy F.** The interpretation of radium and the structure of the atom. G.P.Putnam's sons. New Yourk. 1922. – pp. 260.

[53] **Aston F.W.** Isotopes. London. Edwards Arnold & Co. 1922. – pp. 152

[54] **Crowther J.A.** Ions, Electrons, and Ionizing Radiations pp. 346 Forth edition. Pp. xii + 328. (London : Edward Arnold and Co., 1924)

[55] **Meyer S.** Stefan Meyer and Egon R. v. Schweidler, Radioaktivität. 2nd Edit., Teubner, Berlin. 1927

[56] **Kohlrausch K.W.F.** Radioaktivität. Band 15 / Volume 15 of the Handbuch der Experimentalphysik series. 1928. Akademische Verlagsgesellschaft (Leipzig). – 885 p.

[57] **Rutherford E.** Radiations from Radioactive Substances. / Ernest Rutherford, James Chadwick and Charles Drummond Ellis. Re-issue of the edition of 1930. Cambridge. At the University Press. 1951. Preface xii + pp. 589 + XII plates

[58] **Гамов Г.А.** Атомное ядро и радиоактивность / Г. А. Гамов. — Москва ; Ленинград : Государственное издательство, 1930. — 79 с.

[59] **Гамов Г.А.** Г. Гамов. Очерк развития учения о строении атомного ядра (I. Теория радиоактивного распада) // Успехи физических наук. — Российская академия наук, 1930. — Вып. 4.

[60] **Гамов Г.А.** Г. Гамов. Очерк развития учения об атомном ядре (II) // Успехи физических наук. — Российская академия наук, 1932. — Вып. 1.

[61] **Гамов Г.А.** Г. Гамов. Очерк развития учения о строении атомного ядра (III) // Успехи физических наук. — Российская академия наук, 1932. — Вып. 8.

[62] **Гамов Г.А.** Г. Гамов. Очерк развития учения о строении атомного ядра (IV. Общее строение ядра) // Успехи физических наук. — Российская академия наук, 1933. — Вып. 1.

[63] **Гамов Г.А.** Г. Гамов. Очерк развития учения о строении атомного ядра (V) // Успехи физических наук. — Российская академия наук, 1934. — Вып. 4.

[64] **de Saint-Victor Niepce** "Memoire sur une nouvelle action de la lumiere"(On a new action of light), Comptes rendus Acad. Sc. Paris, 45 : 811–815.

[65] **de Saint-Victor Niepce** Deuxieme memoire sur une nouvelle action de la lumiere"(Second memoir on a new action of light), Comptes rendus Acad. Sc. Paris, 46 : 448–452.

[66] **de Saint-Victor Niepce** Cinquieme mémoire sur une nouvelle action de la lumiere"(Fifth memoir on a new action of light), Comptes rendus Acad. Sc. Paris, 53 : 33–35.

[67] **Becquerel E.** La lumière: ses causes et ses effets (Paris, France: F. Didot, 1868), vol. 2

[68] **Hittorf I.** Über die Elektrizitätstellung der Gase. — <Annalen der Physik»., 1869, Bd 1, S. 136-157.

[69] **Wiedemann E.** Wiedemann, E., & Schmidt, G. C. (1895). Ueber Luminescenz von festen Körpern und festen Lösungen. Zeitschrift für Elektrochemie, 2, 159.

[70] **Lenard P.** On cathode rays. Nobel Lecture, May 28, 1906 https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1905/

[71] **Roentgen W.** Über eine neue Art von Strahlen.- «Sitzungsber. Würzburger phys.-med. Ges.», December 28, 1895.

[72] **Roentgen W.** (January 23, 1896). "On a New Kind of Rays". Nature. 53 (1369): 274–276.

[73] **Roentgen W.** Weitere Beobachtungen über die Eigenschaften der X-Strahlen. Annalen der Physik und Chemie 64 (1898): 12–37.

[74] **Капустинская К.А.** Анри Беккерель. — М.: Атомиздат, 1965. — 84 с. https://elib.biblioatom.ru/text/kapustinskaya_anri-bekkerel_1965/p0/

[75] **Печенкин В.А.** Рожденный жизнью. Уран: от атома до месторождения. / Издательская система Ridero — 2024 — с. 172.

[76] **Becquerel H.** On radioactivity, a new property of matter. Nobel Lecture, December 11, 1903

[77] **Becquerel H.** "Sur les radiations émises par phosphorescence". Compt. Rend. Acad. Sc. Paris (1896) 122: 420–421.

[78] **Becquerel H.** "Sur les radiations invisibles émises par les corps phosphorescents". Comptes Rendus. (1896) 122: 501–503.

[79] **Becquerel H.** Sur quelques propriétés nouvelles des radiations invisibles émises par divers corps phosphorescents. Comptes Rendus. (1896) 122: 559-564

[80] **Becquerel H.** "Sur les radiations invisibles émises par les d'uranium". Comptes Rendus. (1896) 122: 689-694.

[81] **Becquerel H.** Sur les propriétés différentes des radiations invisibles émises par les sels d'uranium, et du rayonnement de la paroi anticathodique d'un tube de Crookes. Comptes Rendus. (1896) 122: 762-767.

[82] **Becquerel H.** Émission de radiations nouvelles par l'uranium métallique. T.122 (1896) 1086-1088

[83] **Becquerel H.** Sur divereses proprietes des rayons uraniques. T.123 (1896) 855-?

[84] **Becquerel H.** Researches sur les rayons uraniques. T.124 (1897) 438-?

[85] **Becquerel H.** Sur la loi de la decharge dans l'air de l'uranium electrise. T.124 (1897) 800-?

[86] **Perrin J.** Perrin, J. (1897). Décharge par les rayons de Roentgen. Rôle des surfaces frappées. Comptes rendus hebdomadaires des séances de l'Académie des sciences, 124(13), 455–458

[87] **Sagnac G.** Sagnac, G. (1898). Sur le mécanisme de la décharge des conducteurs frappés par les rayons X. Comptes Rendus de l'Académie des Sciences, 126, 36–40.

[88] **Becquerel H.** ACTION PHYSIOLOGIQUE DES RAYONS DU RADIUM. H. Becquerel, P. Cuire. Comptes rendus de l'Académie des Sciences, t. CXXXII, p. 1289-1291

[89] **Birkeland K.** (1908–1913). The Norwegian Aurora Polaris Expedition 1902-1903. Volume I: On the Cause of Magnetic Storms and the Origin of Terrestrial Magnetism (First & Second Section). H. Aschehoug & Co.

[90] **Kaufmann W.** Kaufmann, W. (1901), Die magnetische und elektrische Ablenkbarkeit der Bequerelstrahlen und die scheinbare Masse der Elektronen, Göttinger Nachrichten (2): 143—168

[91] **Kaufmann W.** Kaufmann, W. (1902), Über die elektromagnetische Masse des Elektrons, Göttinger Nachrichten (5): 291—296

[92] **Kaufmann W.** Kaufmann, W. (1902), Die elektromagnetische Masse des Elektrons (The Electromagnetic Mass of the Electron), Physikalische Zeitschrift, 4 (1b): 54—56

[93] **Kaufmann W.** Kaufmann, W. (1903), Über die "Elektromagnetische Masse"der Elektronen, Göttinger Nachrichten (3): 90—103

[94] **Abraham W.** Abraham, M. (1902). Prinzipien der Dynamik des Elektrons (Principles of the Dynamics of the Electron (1902)). Physikalische Zeitschrift. 4 (1b): 57—62.

[95] **Abraham W.** Abraham, M. (1903). Prinzipien der Dynamik des Elektrons. Annalen der Physik. 10 (1): 105—179. doi:10.1002/andp.19023150105

[96] **Thompson S.P.** On hyperphosphorescence / S. P. Thompson // The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science. — 1896. — Vol. 42, № 254. — P. 103–107. DOI: 10.1080/14786449608620893

[97] **Molinie P.** Mastering picocoulombs in the 1890s: The Curies' quartz–electrometer instrumentation, and how it shaped early radioactivity history / Philippe Molinie, Soraya Boudia Journal of Electrostatics 67 (2009) p.524–530

[98] **Curie J.** P. Curie, J. Curie, Les cristaux he´mie'dres a' faces incline´es, comme sources constantes d'e´lectricite´, CR, Acad. Sci. 93 (1881) 204–207.

[99] **Curie J.** J. Curie, Recherches sur le pouvoir inducteur spe´ cifique et sur la conductibilite´ des corps cristallise´ s, PhD Thesis, Paris, Imprimerie des Lumie' res e´lectriques, 1888.

[100] **Owens R.B.** (1899) XXXIX. Thorium radiation , Philosophical Magazine Series 5, 48:293, 360-387, DOI: 10.1080/14786449908621345

[101] **Rutherford E.** Rutherford, E.; Owens, R. B. (1899). Thorium and uranium radiation. Trans. R. Soc. Can. 2: 9–12

[102] **Rutherford E.** Rutherford, E Brooks, H.T. The new gas from radium Transactions of the Royal Society of Canada, series 2, volume 7, section III, pages 21–25.

[103] **Stefan J.** Über das Gleichgewicht und die Bewegung, insbesondere die Diffusion von Gasgemengen (On the equilibrium and movement, especially the diffusion of gas mixtures) Sitzungsberichte der Kaiserlichen Akademie der Wissenschaften in Wien, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Classe (Abtheilung II) — 1871 — Volume: 63 Pages: 63–124

[104] **Schmidt G.C.** "Über die von den Thorverbindungen und einigen anderen Substanzen ausgehende Strahlung (On the radiation emitted by thorium compounds and some other substances)". Annalen der Physik und Chemie. — 1898 — 65: 141–151.

[105] **Russell W.J.** On the Action Exerted by certain Metals and other Substances on a Photographic Plate Proceedings of the Royal Society of London (vol 61, issue 369–377, pp. 424–430)

[106] **Aitken J.** On Some Nuclei of Cloudy Condensation // Transactions of the Royal Society of Edinburgh. — 1897. — Vol. 39, No. 1. — P. 15–25. DOI: 10.1017/S0080456800034025

[107] **Wilson C.T.R.** Condensation of Water Vapour in the Presence of Dust-Free Air and Other Gases. Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical or Physical Character Volume: 189 Pages: 265–307 — 1897 DOI: 10.1098/rsta.1897.0011

[108] **Schmidt G.C.** Die Kathodenstrahlen / G. C. Schmidt. – Braunschweig : Friedrich Vieweg und Sohn, 1905. – 120 p. – (Die Wissenschaft ; Bd. 2).

[109] **Schmidt G.C.** Über Reflexion und Absorption von β-Strahlen / H. W. Schmidt // Annalen der Physik. — 1907. — Bd. 328, H. 9. — S. 671–697. DOI: 10.1002/andp.19073280907

[110] **Curie M.** "Rayons émis par les composés de l'uranium et du thorium"("Rays emitted by the compounds of uranium and thorium") —- 1898 — Comptes Rendus 126:1101.

[111] **Curie P.** Curie, P.; Curie, Mme. Marie (1899). "Sur la radioactivite provoquee par les rayons de Becquerel". Comptes Rendus Hebdomadaires des Séances de l'Académie des Sciences (in French). 129: 714–6.

[112] **Curie P.** Curie, P.; Curie, M. (1898). "Sur une substance nouvelle radioactive, contenue dans la pechblende"[On a new radioactive substance contained in pitchblende]. Comptes Rendus. 127: 175–178.

[113] **Curie M.** M. Curie, A. Debirnie. Sur le polonium 150, p. 386. 1910

[114] **Curie M.** M. Curie, A. Debirnie. Sur le radium métallique (О металлическом радии). Comptes Rendus de l'Académie des Sciences 151, pp 523–525. 1910

[115] **Curie P.** Curie, P.; Curie, M., M.Bemont (1898). Sur une nouvelle substance fortement radioactive contenue dans la pechblende. Comptes Rendus. 127: 1215.

[116] **Demarcay E.** E. Demarcay, M. (1898). Sur le spectre d'une substance radioactive. Comptes Rendus. 127: 1218.

[117] **Demarcay E.** E. Demarcay, M. (1899). Sur le spectre du radium. Comptes Rendus. 129, p. 717.

[118] **Demarcay E.** E. Demarcay, M. (1900). Sur le spectre du radium. Comptes Rendus. 131, p. 258.

[119] **Demarcay E.** E. Demarcay, M. (1900). Le spectre du radium, Revue générale des Sciences pures et appliquées. 11, p. 1044.

[120] **Runge C.** Runge, C. (1900). On the spectrum of radium. Astrophysical Journal, Vol. XII, No 1, 1-3.

[121] **Runge C.** The position of radium in the periodic system according to its spectrum — 1903. — Philosophical Magazine Series 6, 5:28, 476-481. DOI:10.1080/14786440309462945

[122] **Giesel F.** (1903). Ueber Polonium und die inducirende Eigenschaft des Radiums. Berichte der deutschen chemischen Gesellschaft, 36(2), 2368–2370. https://doi.org/10.1002/cber.190303602168

[123] **Runge C.** Runge, C., Precht, J. (1904). Über das Funkenspektrum des Radiums. Annalen der Physik, 319(7), 418–422. (Серия 4, Том 14).

[124] **Debierne A.** Debierne, A.: Sur une nouvelle matie Áre radioactive. Compt. Rend. 120, 593 (1899).

[125] **Debierne A.** Debierne, A.: Sur un nouvel e Âle Âment radioactif: l'actinium. Compt. Rend. 130, 906 (1900).

[126] **Curie P.** P. Curie and A. Debierne, "Sur la radio-activite´ induite et les gaz active´s par le radium," Compt. Rend. 132, 768–770 1901.

[127] **Giesel, F.** Giesel, F.: Über den Emanationskörper (Emanium). Ber. Deut. Chem. Ges. 37, 1696 (1904).

[128] **Adloff J.P.** The centenary of a controversial discovery: actinium Radiochim. Acta 88, p.123-127 (2000)

[129] **Бекман И.Н.** Радий. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Химический факультет, Кафедра радиохимии : Учебное пособие. 2010. с.142.

[130] **Thorpe T.E.** (1908). Bakerian lecture for 1907.-On the Atomic Weight of Radium. Proceedings of the Royal Society of London. SeriesA, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character, 80(539), 298-309. https://doi.org/10.1098/rspa.1908.0028

[131] **Villard P.** Les rayons cathodiques / par P. Villard. 1900, p.28

[132] **Villard P.** Sur la réflexion et la réfraction des rayons cathodiques et des rayons déviables du radium (Об отражении и преломлении катодных лучей и изменяющихся лучей радия) Comptes Rendus Hebdomadaires des Séances de l'Academie des Sciences, Tome 130, No. 15 pp. 1010-1012. https://gallica.bnf.fr/ark:/12148/bpt6k3086n/f1.double

[133] **Villard P.** Sur le rayonnement du radium (Об излучении радиации радия) Comptes Rendus Hebdomadaires des Séances de l'Academie des Sciences, Tome 130, No. 18 pp. 1178-1179. https://gallica.bnf.fr/ark:/12148/bpt6k3086n/f1.double

[134] **Villard P.** Rayonnement du radium. Société française de physique, Part 3, pp. 45–46.

[135] **Rutherford E.** E. Rutherford, E. N. da C. Andrade. The Reflection of Gamma Rays from Crystals. Nature, v. 92, p. 267 (October 1913)

[136] **Rutherford E.** E. Rutherford, E. N. da C. Andrade. The wave-length of the soft γ rays from radium B. Philosophical Magazine (Series 6), v. 27, No 161, pp. 854–868.
DOI: 10.1080/14786440508635156

[137] **Rutherford E.** The spectrum of the penetrating γ rays from radium B and radium C / E. Rutherford, E. N. da C. Andrade // Philosophical Magazine. Series 6. — 1914. — Vol. 28, № 164. — P. 263–273.
DOI: 10.1080/14786440808635207

[138] **Rutherford E.** 1903 — XV. The magnetic and electric deviation of the easily absorbed rays from radium. The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, 5(26), 177–187. https://doi.org/10.1080/14786440309462912

[139] **Soddy F.** RESEARCHES RELATING TO RADIUM. Nature. 1904 NO. 1787, VOL. 69, pp. 297-299

[140] **Rutherford E.** Nature of the γ Rays from Radium. Nature. 1904 NO. 1793, VOL. 69, pp. 436-437

[141] **Rutherford E.** E. Rutherford, Uranium radiation and the electrical conduction produced by it, Phil. Mag., 47 (1899) 116.

[142] **Dorn F.E.** Dorn, F. E. (1900). "Ueber die von radioactiven Substanzen ausgesandte Emanation". Abhandlungen der Naturforschenden Gesellschaft zu Halle. 23: 3–15.

[143] **Dorn F.E.** E. Dorn, Versuche uber sekunda¨strahlen und radiumstrahlen, Abh. Naturf. Ges. Halle 22, 37–43 1900

[144] **Marshall J.L.** Marshall, James L.; Marshall, Virginia R. "Rediscovery of the Elements: Rutherford and Radon."The Hexagon of Alpha Chi Sigma, vol. 101, no. 2, 2010, pp. 22–26

[145] **Wallstabe F.** Wallstabe, Friedrich. Untersuchungen über die Emanation des Radiums. Dissertation, Halle an der Saale (Druck von C. A. Kaemmerer & Co.), 1903.

[146] **Fry C.** Discovery of the astatine, radon, francium, and radium isotopes. Atomic Data and Nuclear Data Tables, Volume 99, Issue 5, September 2013, Pages 497–519
DOI: 10.1016/j.adt.2013.01.002

[147] **Giesel F.** F. Giesel, Über den Emanationskörper aus Pechblende und über Radium. Ber. Deuts. Chem. Ges. 36 (1903) 342-347

[148] **Debierne A.** A. Debierne, Sur la radio-activité induite provoquée par les sels d'actinium C. R. Acad. Sci. 136 (1903) 446-449.

[149] **Rutherford E.** Emanations form Radio-active substances. Nature. LXIV 157-158. 1900

[150] **Rutherford E.** A Radio-active Substance emitted from Thorium Compounds. Phil. Mag. Series 5, 49: 1-14. 1900
DOI: 10.1080/1478644000946382

[151] **Thomson J. J.** Thomson, J. J., & Rutherford, E. (1896). On the passage of electricity through gases exposed to Röntgen rays. The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, 42(258), 392–407.
DOI: 10.1080/14786449608620932

[152] **Thomson J. J.** Cathode Rays. Philosophical Magazine. 7 August 1897. — 5. 44 (269): 293.
DOI: 10.1080/14786449708621070

[153] **Rutherford E.** Uranium radiation and the electrical conduction produced by it, Phil. Mag., 47 (1899), p. 109-161.
DOI: 10.1080/14786449908621245

[154] **Trenn T.** The self-splitting atom : the history of the Rutherford-Soddy collaboration.

[155] **Rutherford E.** The Chemical Nature of the Alpha Particles from Radioactive Substances. Nobel Lecture, December 11, 1908
//https://www.nobelprize.org/prizes/chemistry/1908/rutherford/lecture/

[156] **Crookes W.** Certain Properties of the Emanations of Radium. Chemical News, 87:241, 1903.

[157] **Rutherford E.** Excited Radioactivity and the Method of its Transmission. Philosophical Magazine, Series 6, Vol. 5, No. 25, pp. 95–117.

[158] **Rutherford E.** The Magnetic and Electric Deviation of the Easily Absorbed Rays from Radium. Phil Mag ser 6, v 177-187 1903

[159] **Goldstein E.** E. Goldstein, "Über elektrische Entladungen in verdünnten Gasen"(Electrical discharges in rarified gases), Monatsber. Berl. Akad. Also continued in the volumes of the same journal for 1880 and 1881. (1879)

[160] **Wien W.** Die electrostatischen Eigenschaften der Kathodenstrahlen.- «Verh. Berl. Phys. Ges.», 1897, Bd 16, S. 165–172.

[161] **Rutherford E.** E. Rutherford, A. Grier. Deviable Rays of Radioactive Substances. Phil Mag ser 6, iv 315-330 1902

[162] **Heydweiller A.** Zeitliche Gewichts anderungen radioaktiver Substanz. Physikalische Zeitschrift (4), 2:81–, 1902.

[163] **Boltwood B.B.** (1907). On the radio-activity of thorium salts. American Journal of Science, S4-24(140), 93–113. DOI: 10.2475/ajs.s4-24.140.93

[164] **Boltwood B.B.** On Ionium, a New Radio-Active Element. American Journal of Science, 1908, Series 4, 25, 365-381.

[165] **Boltwood B.B.** Amer. Journ. of Sci. xxv. p. 269 (1908).

[166] **Marckwald W.** Ueber Actinium und Emanium. Diese Berichte 38, 2264-2266

[167] **Marckwald W.** Marckwald, W.,& Keetman, B. (1908). Notiz über das Ionium. Berichte der deutschen chemischen Gesellschaft, 41(1), 49–50.

[168] **Welsbach C.** Auer von Welsbach, Carl. Über die chemische Untersuchung der Actinium enthaltenden Rückstände der Radiumgewinnung (I. Teil). Sitzungsberichte der Kaiserlichen Akademie der Wissenschaften in Wien. Mathematisch-naturwissenschaftliche Klasse. Abteilung 2a, Bd. 119 (1910), S. 1011–1054

[169] **Herszfinkel H.** Herszfinkel, H. Sur l'inopérabilité de la séparation chimique du radium D et du plomb (On the inseparability of the chemical separation of Radium D and lead). Le Radium Vol. 8 p.417 1911

[170] **Hevesy G.** Paneth F., Hevesy G. Über Versuche zur Trennung des Radium D von Blei // Monatshefte für Chemie. — 1913. — Bd. 34, H. 9. — S. 1393–1400

[171] **Strömholm D.** D. Strömholm, T. Svedberg Untersuchungen über die Chemie der radioaktiven Grundstoffe. II Zeitschrift für anorganische ChemieVolume 61, Issue 1 pp. 338–346 1909 https://doi.org/10.1002/zaac.19090630116

[172] **Strömholm D.** D. Strömholm, T. Svedberg Untersuchungen über die Chemie der radioaktiven Grundstoffe. II Zeitschrift für anorganische ChemieVolume 63, Issue 1 pp. 197-206 14 September 1909 https://doi.org/10.1002/zaac.19090630116

[173] **Marckwald W.** Marckwald, W. Über das Mesothorium. Berichte der deutschen chemischen Gesellschaft, 1910, Band 43, Heft 3, S. 3420–3422. DOI: 10.1002/cber.191004303140

[174] **Soddy, F.** (1911). VIII.—The chemistry of mesothorium. Journal of the Chemical Society, Transactions, 99, 72–83. https://doi.org/10.1039/CT9119900072

[175] **Soddy, F.** Soddy, Frederick. "Die Radioelemente und das periodische Gesetz."Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik 10 (1913): 188–197

[176] **Russell, A.S.** A. S. Russell, R. Rossi. An Investigation of the Spectrum of Ionium, Proceedings of the Royal Society (Ser A, vol 87, 1912) doi: 10.1098/rspa.1912.0100

[177] **Exner, F.** F. Exner, E. Haschek. Non-detection of Ionium in Thorium-Ionium Preparations. Wiener Berichte, 1912, vol 121 (iia), pp.1075-77

[178] **Rutherford E.** E. Rutherford M.A. D.Sc. & F. Soddy M.A. (1903) LX. Radioactive Change , Philosophical Magazine Series 6, 5:29, 576-591, DOI: 10.1080/14786440309462960

[179] **Curie P.** Pierre Curie and Albert Laborde. Sur la chaleur dégagée spontanément par les sels de radium (On the heat spontaneously released by radium salts). March 16, 1903 (meeting of the Académie des Sciences). Comptes rendus hebdomadaires des séances de l'Académie des Sciences, Volume 136, pages 673–675.

[180] **Curie P.** P. Curie. Societe de Physique, 1903.

[181] **Curie P.** Curie P., Dewar J. «Examen des gaz occlus ou dégagés par le bromure de radium» // Proceedings of the Royal Institution of Great Britain, 1904. p. 190-192

[182] **Curie P.** Curie, P., & Danne, J. (1903). Sur la disparition de la radioactivité induite par le radium sur les corps solides. Comptes Rendus Hebdomadaires des Séances de l'Académie des Sciences, 136, 364–367

[183] **Rutherford E.** Heating Effect of the Radium Emanation E. Rutherford, H.T.Barnes. Nature 68 622 1903; DOI: 10.1038/068622a0

[184] **Rutherford E.** E. Rutherford F.R.S. & H.T. Barnes D.Sc. (1904) XIX. Heating effect of the radium emanation , Philosophical Magazine Series 6, 7:38, 202-219, DOI: 10.1080/14786440409463101

[185] **Precht J.** Strahlungsenergde von Radium. Annalen der Physik (Band 326, Heft 13, S. 595–601) 10.1002/andp.19063261312

[186] **Paschen, F.** γ-Strahlen von Radium / F. Paschen // Physikalische Zeitschrift. — 1904. — Jg. 5, № 18. — S. 563–568.

[187] **Rutherford E.** Rutherford, E., & Soddy, F. (1902). The cause and nature of radioactivity—Part II. The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, 4(23), 569–585.

[188] **Rutherford E.** E. Rutherford & F. Soddy M.A. A Comparative Study of the Radioactivity of Radium and Thorium, Philosophical Magazine Series Mag., Vol. 5. No. 28. April 1903. pp. 445-457

[189] **Ramsay W.** Ramsay, W., & Soddy, F. (1903). Experiments in Radio-Activity, and the Production of Helium From Radium. Nature, 68, 354-355. https://doi.org/10.1038/068354a0

[190] **Ramsay W.** Ramsay, W., & Soddy, F. (1904b). Further Experiments on the Production of Helium from Radium. Proceedings of the Royal Society of London, 73(488-496), 346-358. https://doi.org/10.1098/rspl.1904.0050

[191] **Rutherford E.** Charge carried by the Alpha Rays from Radium. Nature 71 413-4 1905

[192] **Bragg W.H.** (1904): LXXIII. On the absorption of alpha rays, and on the classification of the alpha rays from radium , Philosophical Magazine Series 6, 8:48, 719-725 DOI: 10.1080/14786440409463245

[193] **Bragg W.H.** W.H. Bragg M.A. & R. Kleeman (1904) LXXIV. On the ionization curves of radium, Philosophical Magazine Series 6, 8:48, 726-738, DOI: 10.1080/14786440409463246

[194] **Bragg W.H.** On the alpha particles of Radium, and their loss of range in passing through various atoms and molecules. W.H. Bragg . &. R. Kleeman. The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, 10(57), 318–340. DOI: 10.1080/14786440509463378

[195] **Bragg W.H.** The alpha particles of uranium and thorium,"Philosophical Magazine 1906 Series 6, Volume 11, Number 66, pages 754–768

[196] **Kucera W.H.** Kučera. B. Mašek, B., Ober die Strahlung des Radiotellurs. I-III. Physikalische Zeitschrift 7, 1906, s. 337-40

[197] **Levin M.** Phys. Zeitsehr. vii. p. 519 (1906)

[198] **Rutherford E.** Some Properties of the Alpha Rays from Radium. Phil Mag ser 6, xi 163-176 1905 DOI: 10.1080/14786440509463356

[199] **Townsend J.S.** The Conductivity produced in gases by the motion of negatively charged ions, 1901 Philosophical Magazine Series 6, vol 1, Issue 2, pp. 198–22

[200] **Townsend J.S.** Townsend, John S., and Paul J. Kirkby. "LXIII. Conductivity produced in hydrogen and carbonic acid gas by the motion of negatively charged ions."Philosophical Magazine Series 6, 1, no. 6 (1901): 630-642. DOI: 10.1080/14786440109462656

[201] **Townsend J.S.** The Conductivity Produced in Gases by the Aid of Ultra-Violet Light Philosophical Magazine Series 6, Volume 3, Issue 18, pp 557–576)

[202] **Kirkby P.J.** (1902). XXII. On the electrical conductivities produced in air by the motion of negative ions. The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, Series 6, Vol. 3, No. 14, pp. 212–225.

[203] **Townsend J.S.** The conductivity produced in gases by the aid of ultra-violet light Philosophical Magazine, Series 6, Vol. 5, No. 28, pp. 389–398, April 1903

[204] **Townsend J.S.** The genesis of ions by the motion of positive ions in a gas, and a theory of the sparking potential Philosophical Magazine, Series 6, Vol. 6, No. 35, pp. 598–618, November 1903
DOI: 10.1080/14786440309463061

[205] **Thomson J.J** (1903). On the charge of electricity carried by a gaseous ion. Philosophical Magazine, 5(27), 346–355.
DOI: 10.1080/14786440309462931.

[206] **Wilson H.A** A Determination of the Charge on the Ions Produced in air by Rontgen Rays. 1903. Philosophical Magazine Series 6 Volume 5, Issue 28, pages 429-441 (April 1903)
DOI: 10.1080/14786440309462941

[207] **Millikan R.A** R.A. Millikan, L. Begeman On charge carried by the negative ion of ionized gas. Physical Review. 1908. Vol. XXVI, pp. 197-198

[208] **Rutherford E.** E. Rutherford, H. Geiger. An Electrical Method of Counting the Number of Alpha Particles from Radioactive Substances. Proc Roy Soc. A81 141-61 1908
DOI: 10.1098/rspa.1908.0065

[209] **Crookes W.** Crookes, W., 1903a. The emanations of radium. Proc. Roy. Soc. London 71, 405–408;

[210] **Elster J.** Elster, J., Geitel, H., 1903a. Uber die durch radioaktive emanation erregte scintillierende Phosphoreszenz der Sidot-Blende. Phys. Z. Jahrgang 4, 439–440;

[211] **Elster J.** Elster, J., Geitel, H., 1903b. On the scintillation phosphorescence of Sidot's blende caused by radio-active emanation. Chem. News 88, 37.

[212] **Elster J.** Elster, J. and Geitel, H. (1906). "Beiträge zur Kenntnis der Radioaktivität des Thoriums". Physikalische Zeitschrift, 7, 445–452.

[213] **Blanc G.A.** Blanc, G. A. (1906). "On the Radioactivity of Thorium."Philosophical Magazine, Series 6, Vol. 11, No. 61, pp. 299–305.

[214] **Schrader H.** (1912). IX. The volatilization of the active deposits of actinium and thorium. The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, 24(139), 125–134
DOI: 10.1080/14786440708637314

[215] **Russell, A.S.** (1912). X. The volatility of radium C. The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, 24(139), 134–137.

[216] **Regener E.** Meyer, E., & Regener, E. (1908). Über Schwankungen der radioaktiven Strahlung und eine Methode zur Bestimmung des elektrischen Elementarquantums. Annalen der Physik, 330(4), 757–774.
DOI: 10.1002/andp.19083300408

[217] **Regener E.** Über Zählung der alpha-Teilchen durch die Szintillation und die Größe des elektrischen Elementarquantums. / Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, vol. 10, pp. 78, 1908

[218] **Regener E.** On Counting the Alpha Particles by Scintillation and on the Size of the Electrical Elementary Quantum. Sitzungsberichte der Koniglich Preussischen Akademie der Wissenschaften (in German): 948–965.

[219] **Geiger H.** The irregularities in the radiation from radioactive bodies. Phil. Mag. April 1908 Vol. 15, Issue 88, pp. 539–547.
DOI: 10.1080/14786440809463795

[220] **Durack J.E.** (1903). On the specific ionization produced by the corpuscles given out by radium. The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, 5(29), 550–561.

[221] **Rutherford E.** E. Rutherford, H. Geiger. The Charge and Nature of the Alpha Particle. Proc Roy Soc A81 162-173 1908

[222] **Planck M.** Ueber die Elementarquanta der Materie und der Elektricität. Annalen der Physik, 1901, 309(3), 564–566

[223] **Rutherford E.** E. Rutherford, H. Geiger. The number of alpha particles emitted by uranium and thorium and by uranium minerals. Philosophical Magazine Series 6, 20:118, 691-698
DOI: 10.1080/14786441008636954

[224] **Rutherford E.** The Probability Variations in the distribution of Alpha Particles. E. Rutherford, H. Geiger. H. Bateman. Philosophical Magazine and Journal of Science, 20:118, 698-707,
DOI: 10.1080/14786441008636955

[225] **Snow E.C.** Note on the Paper by Prof. E. Rutherford, F.R.S., and H. Geiger, Ph.D., on 'The Probability Variations in the Distribution of α Particles', The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, Series 6, Vol. 20, No. 118, pp. 698-707 (1910)

[226] **Pearson K.** Pearson, K. (1895). Contributions to the Mathematical Theory of Evolution, II: Skew Variation in Homogeneous Material. Philosophical Transactions of the Royal Society, 186, 343-414. https://doi.org/10.1098/rsta.1895.0010

[227] **Pearson K.** Pearson, K. (1900) On the Criterion that a Given System of Deviations from the Probable in the Case of a Correlated System of Variables Is Such That It Can Be Reasonably Supposed to Have Arisen from Random Sampling. The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, Series 5, 50, 157-175. https://doi.org/10.1080/14786440009463897

[228] **Palin Elderton W.** Tables for Testing the Goodness of Fit of Theory to Observation, Biometrika, Vol. 1, No. 2 (Jan., 1902), pp. 155-163 http://www.jstor.org/stable/2331485

[229] **Rhind A.** Tables to facilitate the computation of the probable errors of the chief constants of skew frequency distributions. Biometrika, vol. vii. July and October issue 1, 2 1909 — p. 127-147

[230] **Rutherford E.** On the retardation of the alpha particle from radium in passing through matter. Philosophical Magazine. 12(68): p134-146 (1906) DOI: 10.1080/14786440609463525

[231] **Rutherford E.** The mass and velocity of the alpha particles expelled from radium and actinium , Philosophical Magazine Series 1906 6, 12:70, 348-371,
DOI: 10.1080/14786440609463549

[232] **Rutherford E.** The velocity and energy of the α particles from radioactive substances,Philosophical Magazine and Journal of Science 1907 (Series 6, Volume 13, Issue 73, pp. 110-117).

[233] **Dewar J.** The rate of production of helium from radium. The Journal of the Röntgen Society, Volume 5, Issue 18, 1 January 1909, Pages 25,

[234] **Rutherford E.** E. Rutherford, T. Royds. The Nature of the Alpha Particle. Memoirs of the Manchester Literary and Phil Soc IV, vol liii, No 1 1-3 1908

[235] **Rutherford E.** E. Rutherford, T. Royds. The Nature of the Alpha Particle from Radioactive Substances. Phil Mag ser 6, xvii 281-6 1909

[236] **Bronson H.L.** Howard L. Bronson Ph.D. (1908) XXII. On the relative activity of the emanation and the active deposit from thorium and

from actinium , Philosophical Magazine Series 6, 16:92, 291-299, DOI: 10.1080/14786440808636509

[237] **Boltwood B.B.** On the Ultimate Disintegration Products of the Radioactive Elements. Part II. The Disintegration Products of Uranium ; by Bertram B. Borrwoop. American Journal of Science, 1907 - FourtH Serizes, VoL. XXIII, No. 134 .— February, 1907. pp.77-88

[238] **Keetman B.** Keetman B. Über Ionium // Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik. 1909. Bd. 6. S. 265–274.

[239] **Keetman B.** Keetman, B. (1909). Ueber die Auffindung des Ioniums, einer neuen radioaktiven Erde in Uranerzen [Doctoral dissertation, Friedrich-Wilhelms-Universität zu Berlin]. Druck von G. Schade.

[240] **Boltwood B.B.** B.B. Boltwood & Prof E. Rutherford F.R.S. (1911) LV. Production of helium by radium , Philosophical Magazine Series 6, 22:130, 586-604,
DOI: 10.1080/14786441008637154

[241] **Geiger H.** H. Geiger Ph.D. & J.M . Nuttall B.Sc. (1911) LVII. The ranges of the alpha particles from various radioactive substances and a relation between range and period of transformation , Philosophical Magazine Series 6, 22:130, 613-621,
DOI: 10.1080/14786441008637156

[242] **Geiger H.** H. Geiger Ph.D. & J.M . Nuttall B.Sc. (1912) XL. The ranges of the α particles from uranium, Philosophical Magazine Series 6, 23, 439–445,
DOI: 10.1080/14786440308637238

[243] **Swinne R.** Über einige zwischen den radioaktiven Elementen bestehende Beziehungen / R. Swinne // Physikalische Zeitschrift. — 1912. — Jg. 13. — S. 14–21.

[244] **Gamow G.** The Quantum Theory of Nuclear Disintegration. Nature 122, 805–806 (1928).
https://doi.org/10.1038/122805b0.

[245] **Gamow G.** Zur Quantentheorie des Atomkernes. Zeitschrift für Physik, 51, 204-212.
https://doi.org/10.1007/BF01343196

[246] **GURNEY R.** Gurney, R., Condon, E. Wave Mechanics and Radioactive Disintegration. Nature 122, 439 (1928).
https://doi.org/10.1038/122439a0

[247] **GURNEY R.** Gurney, R., Condon, E. Wave Mechanics and Radioactive Disintegration. Physical Review, 33, 127-140
https://doi.org/10.1103/PhysRev.33.127.

[248] **Rutherford E.** Radioactivity. Rutherford, D.Sc., F.R.S., R.R.S.C., MacDonald Professor of Physics, McGill University, Montreal; Cambridge Physical Series. Cambridge, University Press, 1904. pp.580

[249] **Soddy F.** Radio-activity : an elementary treatise from the standpoint of the disintegration theory. England : "The Electrician"Printing & Publishing Company, Ltd., 1904, pp.214

[250] **Thoennessen M.** Discovery of actinium, thorium, protactinium, and uranium isotopes. / C. Fry, M. Thoennessen. – Volume 99, Issue 3, May 2013, Pages 345-364 Atomic Data and Nuclear Data Tables

[251] **Fajans K.** Die radioaktiven Urnwandlungen und das periodische System der Elemente. Chemische Berichte|Berichte der Deutschen Chemischen Gesellschaft, Nr. 46, 1913, pp. 422—439

[252] **Fajans K.** Die Stellung der Radioelemente im periodischen System. Physik. Ztschr. 1913, 14, p. 136-142

[253] **Fajans K.** K. Fajans, Habilitstionsschrift Karlsrnhe 1912; nuch Verh. des Natur1i.-Mediz. Vereins ZII Heidelberg, 12, 173 [1913].

[254] **Fajans K.** K. Fajans Ph.D. & W. Makower M.A. D.Sc. (1912) XXV. The growth of radium C from radium B , Philosophical Magazine Series 6, 23:134, 292-301
DOI:10.1080/14786440208637222

[255] **Fajans K.** K. Fajans and O. Göhring, Über das Uran X2 — das neue Element der Uranreihe. Physik.Z., 14 (1913) 877

[256] **Abegg R.** Handbuch der anorganischen Chemie : in 4 Bd. / R. Abegg, F. Auerbach. — Leipzig : S. Hirzel, 1906. — Bd. III, Abt. 1 : Die Elemente der dritten Gruppe des periodischen Systems. — S. 174

[257] **Crookes W.J.** The Genesis of the Elements. The Chemical News and Journal of Physical Science, vol. 55, no. 1422 (February 25, 1887), pp. 83–88.

[258] **Nicholson, J. W.** (1911). The spectrum of Nebulium. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 72(1), 49–64

[259] **Marsden E.** (1912). The transformations of the active deposit of thorium. Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character, 87(592), 17–29

[260] **Rydberg J.R.** Untersuchungen uber das System der Grundstoffe. In: Lunds Universitets Arsskrift (N.F., Avd. 2), Bd. 9, Nr. 18, Lund. 1913

[261] **Rydberg J.R.** The ordinals of the elements and the high-frequency spectra, Philosophical Magazine, Ser. 6, vol. 28, pp. 144-149 (1914). DOI: 10.1080/14786440708635193

[262] **Hevesy G.** (1912). LXX. The electrochemistry of radioactive bodies. The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, 23(137), 628–646.
DOI: 10.1080/14786440408637251

[263] **Bredig G.** (1904). Beiträge zur Kenntnis der Kalk-Phosphorsäure-Verbindungen. Zeitschrift für physikalische Chemie, 47, 191–326

[264] **Soddy F.** Radioactivity. Chemical Society Annual Reports 10, 262-88 (1913)

[265] **Fleck A.** The Chemistry of the Radio-elements. In Report of the British Association for the Advancement of Science, Dundee Meeting, September 4–11, 1912, 446–447. London: John Murray, 1913.

[266] **Fleck A.** The chemical nature of uranium X, radio-actinium, and thorium B Chem. News, 1912, 106, 128

[267] **Fleck A.** The periodic system and the radio-elements, Chemical news, 21 February 1913, 107, 95.

[268] **Fleck A.** XLVI.—The chemical nature of some radioactive disintegration products. J. Chem. Soc., Trans. 1913; 103 381–399.
https://doi.org/10.1039/CT9130300381

[269] **Fleck A.** CXIII.—The chemical nature of some radioactive disintegration products. Part II. J. Chem. Soc., Trans. 1913; 103 1052–1061.
https://doi.org/10.1039/CT9130301052

[270] **Fleck A.** A. Fleck, The Relation of Uranous Salts to Thorium. Trans. Chem. Soc., 105 (1914) 247-251.

[271] **Metzener W.** Walther Metzener. Zur Kenntnis der chemischen Eigenschaften von Thorium C und Thorium D» (К вопросу о химических свойствах Тория C и Тория D) Berichte der deutschen chemischen Gesellschaft. vol 46, 1913 pp: 979–986

[272] **Barkla C.G.** Barkla, C. G. (1911). Note on the energy of scattered X-radiation. The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, 21(125), 648–652. DOI: 10.1080/14786440508637077

[273] **Barkla C.G.** C.G. Barkla, The Spectra of the Fluorescent Röntgen Radiations Phil. Mag.,(1911) Series 6, volume 21, pages 648–661

[274] **Soddy F.** Frederick Soddy, The Radio Elements and the Periodic Law, Chem. News, Nr. 107, 1913, pp. 97-99

[275] **Hevesy G.** Die Valenz der Radioelemente. Physikalische Zeitschrift — 1913, vol xiv, iss 2, pp 49–62

[276] **Russell A.S.** The Periodic System and the Radio-Elements. Chem. News, 1913, vol. 107, pp. 49-52

[277] **Piccard A.** Hypothèse sur l'existence un nouvel isotope de l'uranium: l'actino-uranium // Archives des Sciences Physiques et Naturelles. 1917. Vol. 44, № 4. P. 161–164.

[278] **Soddy F.** The Production and Rays of Uranium. Phil. Mag., 1909, [6], xviii, 858

[279] **Soddy F.** The Rays and Product of Uranium X. Phil. Mag., 1910, xx, 342

[280] **Soddy F.** Le Radium vii. p. 295 (1910).

[281] **Geiger H.** On the Scattering of the α-Particles by Matter. -Proceedings of the Royal Society of London. Vol. 81, No. 546 (Aug. 27, 1908), pp. 174-177 DOI: 10.1098/rspa.1908.0067

[282] **Geiger H.** On a Diffuse Reflection of the α-Particles. Geiger, H., Marsden, E. (1909). Proceedings of the Royal Society of London. Series A, 82(557), 495–500.
DOI: 10.1098/rspa.1909.0054

[283] **Geiger H.** H.Geiger and E.Marsden Über eine diffuse Reflexion der α-Strahlen, Physikalische Zeitschrift, XII, S. 7, 1910

[284] **Foch A.** Mesure du parcours des particules alpha de l'uranium par la méthode des scintillations. – Le Radium," VIII., p. 101, 1911.

[285] **Geiger H.** The Scattering of the α-Particles by Matter. Proceedings of the Royal Society of London. 1910/ Series A, 83, 492–504.
DOI: 10.1098/rspa.1910.0038

[286] **Rayleigh J.** Рэлей Д. В. Теория звука : в 2 т. / Д. В. Стрэтт (лорд Рэлей) ; пер. с англ. П. Н. Успенского, С. А. Каменецкого ; под ред. С. М. Рытова. — М. : Гостехиздат, 1955. — 2 т.

[287] **Geiger H.** The scattering of α-particles by matter. Proc. A 1 April 1910; 83 (565): 492–504.
https://doi.org/10.1098/rspa.1910.0038.

[288] **Kovarik, A.F** Absorption and reflexion of the β-particles by matter. Philosophical Magazine, 1910, Series 6, Vol. 20, No. 119, pp. 849–866
DOI: 10.1080/14786441008636973

[289] **Geiger H.** H. Geiger, Alois F. Kovarik (1911) LVI. On the relative number of ions produced by the beta particles from the various radioactive substances, Philosophical Magazine, 22:130, 604-613
DOI: 10.1080/14786441008637155

[290] **Lenard H.** «Über die Absorption von Kathodenstrahlen verschiedener Geschwindigkeit» («О поглощении катодных лучей различных скоростей»). Annalen der Physik (Лейпциг), 4 band, vol 12, pp 714–744. 1903

[291] **Nagaoka H.** LV. Kinetics of a system of particles illustrating the line and the band spectrum and the phenomena of radioactivity. The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, 1904, 7(41), 445–455. https://doi.org/10.1080/14786440409463141

[292] **Thomson J. J.** (1883). A Treatise on the Motion of Vortex Rings: An Essay to Which the Adams Prize Was Adjudged in 1882, in the University of Cambridge. London: Macmillan and Co. – p. 124

[293] **Thomson J. J.** On the structure of the atom: an investigation of the stability and periods of oscillation of a number of corpuscles arranged at equal intervals around the circumference of a circle; with application of the results to the theory of atomic structure, Philosophical Magazine Series 6, 7: 39, 237 — 265
DOI: 10.1080/14786440409463107

[294] **Mayer A.M.** A Note on Experiments With Floating Magnets, Showing the Motions and Arrangements in a Plane of Freely Moving Bodies, Acted on by Forces of Attraction and Repulsion; and Serving in the Study of the Directions and Motions of the Lines of Magnetic Force // The American Journal of Science and Arts. — 1878. — Vol. 115 [Series 3, Vol. 15], No. 88. — P. 276–277.
DOI: 10.2475/ajs.s3-15.88.276.

[295] **Mayer A.M.** On the Morphology of the Configurations formed by Floating Magnets and on the application of these experiments to the illustration of certain Phenomena of Molecular Physics // The American Journal of Science and Arts. — 1879. — Vol. 117 [Series 3, Vol. 17], No. 98. — P. 254–255.
DOI: 10.2475/ajs.s3-17.98.254.

[296] **Thomson J. J.** On the Number of Corpuscles in an Atom. Philosophical Magazine. 6. 11 (66): 769–781.
doi:10.1080/14786440609463496

[297] **Thomson J. J.** On the scattering of rapidly moving electrified particles. Proceedings of the Cambridge Philosophical Society 1910 Vol.15 pp: 465–471

[298] **Crowther J.A.** J. Arnold Crowther B.A. (1906) XLIII. On the coefficient of absorption of the β rays from uranium , Philosophical Magazine Series 6, 12:70, pp. 379-392
DOI: 10.1080/14786440609463551

[299] **Crowther J.A.** On the scattering of the *beta*-rays from uranium by matter. Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character 1908. vol. 80, pp. 186–206
DOI: 10.1098/rspa.1908.0016

[300] **Wilson W.** On the absorption of homogeneous *beta*-rays by matter... // Proceedings of the Royal Society of London. Series A. — 1909. — Vol. 82, № 558. — P. 612–627

[301] **Crowther J.A.** Crowther, J. A. On the Scattering of the *beta*-rays by Matter / J. A. Crowther // Proceedings of the Cambridge Philosophical Society. — 1909. — Vol. 15, pt. 3. — P. 273.

[302] **Crowther J.A.** On the Scattering of Homogeneous β-Rays and the Number of Electrons in the Atom. Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character Vol: LXXXIV (84) pp: 226–247 1910
DOI: 10.1098/rspa.1910.0074

[303] **Bucherer A.H.** Bucherer A. H. Messungen an Becquerelstrahlen: Die experimentelle Bestätigung der Lorentz-Einsteinschen Theorie // Physikalische Zeitschrift. 1908. Bd. 9. S. 755–762.

[304] **Bucherer A.H.** Die experimentelle Bestätigung des Relativitätsprinzips / A. H. Bucherer // Annalen der Physik. — 1909. — Vol. 333, Iss. 3 (Vierte Folge, Bd. 28). — P. 513–536.
DOI: 10.1002/andp.19093330305

[305] **Campbell, N.R.** 1909. The absorption of β rays by liquids. The Philosophical Magazine, 17(98), pp.180–190.

[306] **Campbell, N.R.** Campbell, N. The study of discontinuous phenomena / N. Campbell // Proceedings of the Cambridge Philosophical Society. — 1909. — Vol. 15. — P. 117–136.

[307] **Bertrand J.** Bertrand, Joseph. Calcul des probabilités. Gauthier-Villars et Fils, 1889.

[308] **Campbell, N.R.** Campbell, N. (1910). Discontinuities in light emission / N. Campbell // Proceedings of the Cambridge Philosophical Society. 15: 310–328.

[309] **Campbell, N.R.** Campbell, N. (1910). Discontinuities in light emission. II / N. Campbell // Proceedings of the Cambridge Philosophical Society. 15: 366–384.

[310] **Einthoven W.** (1901). Un nouveau galvanomètre. Archives Néerlandaises des Sciences Exactes et Naturelles, Series 2, Vol. 6, pp. 625–633.

[311] **Einthoven W.** (1903). Die galvanometrische Registrirung des menschlichen Elektrokardiogramms, zugleich eine Beurtheilung der Anwendung des Capillar-Elektrometers in der Physiologie. Archiv für die gesammte Physiologie von Dr. E. F. W. Pflüger, Vol. 99, No. 11-12, pp. 472–514.

[312] **Einthoven W.**(1906). Le télécardiogramme. Archives Internationales de Physiologie, Vol. 4, pp. 132–164. (Later translated to English in American Heart Journal, 1957, Vol. 53, pp. 602–615).

[313] **Einthoven W.** (1925). The string galvanometer and the measurement of the action currents of the heart. Nobel Lecture, December 11, 1925.

[314] **Yang L.** Yang, L., Hu, L.-Q., Zhong, G.-Q., Cao, H.-R., Zhao, J.-L., Zhang, Y.-Q., & Chen, W.-K. (2023). Investigation of Campbell mode with automatic calibration operated in fission chamber-based neutron flux monitoring system on EAST. Annals of Nuclear Energy, 192, Article 109986.
https://doi.org/10.1016/j.anucene.2023.109986

[315] **Schottky W** Über spontane Stromschwankungen in verschiedenen Elektrizitätsleitern / W. Schottky // Annalen der Physik. — 1918. — Vol. 362, Iss. 23. — P. 541–567.
DOI: 10.1002/andp.19183622304.

[316] **Erlang A.K.** The theory of probabilities and telephone conversations / A. K. Erlang // Nyt Tidsskrift for Matematik B. — 1909. — Vol. 20. — P. 33–39.

[317] **Erlang A.K.** Solution of some Problems in the Theory of Probabilities of Significance in Automatic Telephone Exchanges // The Post Office Electrical Engineers' Journal. — 1917–1918. — Vol. 10. — P. 189–197.

[318] **Jensen J.W.** Sur une identité d'Abel et sur d'autres formules analogues. Acta Mathematica, 26, 307–318.
https://doi.org/10.1007/BF02415499

[319] **Johannsen F.** Johannsen, F. (1910). Waiting times and number of calls. The Post Office Electrical Engineers' Journal, 3, 243-244.

[320] **Johannsen F.** Johannsen, F. (1911). Waiting times and number of calls. The Post Office Electrical Engineers' Journal, 3, 203.

[321] **Fisher R.A.** (1922). On the interpretation of χ^2 from contingency tables, and the calculation of P. Journal of the Royal Statistical Society, 85(1), 87–94.
DOI: 10.1111/j.2397-2335.1922.tb00768.x

[322] **Greenwood M.** Greenwood, M., & Yule, G. U. (1915). The Statistics of Anti-typhoid and Anti-cholera Inoculations, and the Interpretation of such

Statistics in general. Proceedings of the Royal Society of Medicine, 8 (Sect Epidemiol State Med), 113–194.
DOI: 10.1177/003591571500801433

[323] **Madsen J.P.V.** XCVIII. The scattering of the β-rays of radium, Philosophical Magazine Series – 1909 – 6, 18:108, 909-915,
DOI: 10.1080/14786441208636768

[324] **Rutherford E.** E. Rutherford, The scattering of α and β particles by matter and the structure of the atom Phil. Mag. vol. xxi. p. 669 (1911).
DOI: 10.1080/14786440508637080

[325] **Geiger H.** H. Geiger, Philosophical Magazine. xxii. p. 201 (1911). The transformation of the actinium emanation
doi:10.1080/14786440708637113

[326] **Geiger H.** Note on the Scattering of α-Particles. Proceedings of the Royal Society, Vol. 86, p. 235–240

[327] **Darwin C.G.** Darwin, C. G. (1912). A Theory of the Absorption and Scattering of the α Rays, Philosophical Magazine and Journal of Science, Series 6, Vol. 23, pp. 901-920
DOI: 10.1080/14786440608637291

[328] **Geiger H.** Geiger, H., & Marsden, E. (1912). Die Zerstreuungsgesetze der α-Strahlen bei großem Ablenkungswinkel. Sitzungsberichte der Kaiserlichen Akademie der Wissenschaften in Wien, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Klasse, Abteilung IIa, 121, 2361-2390.

[329] **Geiger H.** LXI. The Laws of Deflexion of α Particles through Large Angles / Geiger, H., Marsden, E. Philosophical Magazine, Series 6, Volume 25, Number 148, April 1913, p.604-623

[330] **Marsden E.** E. Marsden, H. Richardson B.Sc. (1913) XX. The retardation of α-particles by metals , Philosophical Magazine Series 6, 25:145, 184-193,
DOI: 10.1080/14786440108634323

[331] **Rutherford E.** Rutherford, E., & Nuttall, J. M. (1913). LVII. Scattering of α particles by gases. The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, Series 6, 26(154), 702–712.
DOI: 10.1080/14786441008635014

[332] **Darwin C.G.** Darwin, C. G. (1913). On some orbits of an electron. The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, 25(146), 201–210.
DOI: 10.1080/14786440208634155

[333] **Darwin C.G.** Darwin, C. G. (1914). LVIII. Collision of α particles with light atoms. The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine

and Journal of Science, 27(160), 499–506
DOI: 10.1080/14786440308635118

[334] **Rutherford E.** Rutherford E. The structure of the atom // Philosophical Magazine. Series 6. 1914. Vol. 27, № 159. P. 488–498.
DOI: 10.1080/14786440308635117

[335] **Rutherford E.** Collision of α Particles with Light Atoms. Part I: Hydrogen The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science (Sixth Series) Volume: Vol. 37, Issue No. 222, pp. 537–561

[336] **Rutherford E.** Collision of α Particles with Light Atoms. Part II: Velocity of the Hydrogen Atom The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science (Sixth Series) Volume: Vol. 37, Issue No. 222, pp. 562–571

[337] **Rutherford E.** Collision of α Particles with Light Atoms. Part III: Nitrogen and Oxygen Atoms The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science (Sixth Series) Volume: Vol. 37, Issue No. 222, pp. 571–580

[338] **Rutherford E.** Collision of α Particles with Light Atoms. Part IV: An Anomalous Effect in Nitrogen The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science (Sixth Series) Volume: Vol. 37, Issue No. 222, pp. 581–587

[339] **Rutherford E.** Rutherford, E. (1920). Bakerian Lecture: Nuclear constitution of atoms. Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character, 97(686), 374–400
DOI: 10.1098/rspa.1920.0040

[340] **Баженов А.Н.** Подготовка иллюстраций для научных и технических публикаций в LaTeX : учеб. пособие. — СПб., 2020. — С. 69.
URL: https://elib.spbstu.ru/dl/5/tr/2020/tr20-40.pdf/info.

[341] **Broek A.** The Number of Possible Elements and Mendeléeff's «Cubic» Periodic System Nature, vol. 87, 20 July 1911, pg. 78

[342] **Broek A.** van den Broek, A. (1913) Die Radioelemente, das periodische System und die Konstitution der Atome. Physikalische Zeitschrift, xiv, 32-41.

[343] **Broek A.** Intra Atomic charge Nature volume 92, pages 372–373 (1913)

[344] **Хан О.** Прикладная радиохимия : Лекции, прочитанные в Корнельском университете / О. Хан ; перевод с немецкого В. Р. Клокман ; под редакцией академика В. Г. Хлопина. — Ленинград ; Москва : Госхимиздат, 1947. — 276 с. : ил. — Текст : непосредственный.

[345] **Prout W.** On the Relation between the Specific Gravities of Bodies in their Gaseous State and the Weights of their Atoms (англ.) // Annals of Philosophy[англ.] : journal. — Vol. 6 , 1815. — P. 321 — 330.

[346] **Prout W.** Correction of a Mistake in the Essay on the Relation between the Specific Gravities of Bodies in their Gaseous State and the Weights of their Atoms (англ.) // Annals of Philosophy[англ.] : journal. — Vol. 7, 1816. — P. 111 — 113.

[347] **Бутлеров А. М.** Об атомных весах элементов.— «ЖРФХО», 1881, т. 13, с. 175.

[348] **Бутлеров А. М.** Заметка об атомных весах.— «ЖРФХО», 1882, т. 14, вып. 5, с. 208—212.

[349] **Schützenberger P.** Bulletin de la Société Chimique de France [N.S.] 37, 3 1882

[350] **Бутлеров А. М.** Основные понятия химии // А.М. Бутлеров. — Санкт-Петербург : — 1886 г, 51 с.

[351] **Crookes W.J.** Nature, 34, 423, 1886 Trans. Chem. Soc., 53, 487, 1988; 55, 257,

[352] **Крукс В.** О происхождении химических элементов. Перевод А.Г.Столетова. М.: Издание книжного магазина Александра Ланг. 1886

[353] **Crookes W.J.** Elements and meta-elements.-«Journ. Chem. Soc.», 1888, v. 53, p. 487-504; 1889, v. 55, p.255

[354] **Crookes W.J.** Reports of the British Association for the Advancement of Science, 55 (1886), 558–576; Journal of the Chemical Society, 53 (1888), 487–504.

[355] **Rydberg J. R.** Om de Kemiska Grundämnenas Periodiska System. 1885 Rydberg I. Die Gesetze der Atomgewicht Zahlen. «Bihang. till. K. Svenska Vet.-Akad. Handlingen», 1886, Bd 11, Nr. 13, S. 3-18.

[356] **Rydberg J. R.** Studien über die Atomgewichtszahlen. Z. Anorg. Chem., 1897 14: 66-102.
https://doi.org/10.1002/zaac.18970140106

[357] **Rydberg J. R.** Elektron, der erste Grundstoff, Haken Ohlssons Press, Lund (1906)

[358] **Pauli W.** Rydberg and the periodic system of the elements.
B. Edle´n (Ed.), Proceedings of the Rydberg Centennial Conference on Atomic Spectroscopy, Royal Physiographic Society, Lund, 1955

[359] **Thomsen J.** Über die mutmassliche Gruppe inaktiver Elemente. Zeitschrift für anorganische Chemie, 1895, Bd. 9, Heft 1, S. 283–288.
DOI: 10.1002/zaac.18950090123

[360] **Thomsen J.** On the Conjectural Group of Inactive Elements. Chemical News, 1898, Vol. 77, P. 120–121.

[361] **Oganessian Yu.** Oganessian, Yu. Ts. Synthesis of the isotopes of elements 118 and 116 in the Cf 249 and Cm 245 + Ca 48 fusion reactions [Text] / Yu. Ts. Oganessian, V. K. Utyonkov, Yu. V. Lobanov [et al.] // Physical Review C. — 2006. — Vol. 74, Iss. 4. — P. 044602. — DOI: 10.1103/PhysRevC.74.044602.

[362] **Kragh H.** Helge Kragh (1982) Julius Thomsen and 19th-century speculations on the complexity of atoms, Annals of Science, 39:1, 37-60, DOI: 10.1080/00033798200200111

[363] **Swinne R.** Das periodische System der chemischen Elemente im Lichte des Atombaus // Zeitschrift für technische Physik. 1926. Bd. 7. S. 166–180, 205–216

[364] **Kragh H.** Superheavy elements and the upper limit of the periodic table: early speculations. EPJ H 38, 411–431 (2013). https://doi.org/10.1140/epjh/e2012-30043-7

[365] **Soddy F.** Intra-atomic Charge. Nature 92, 399-400 (December 4, 1913)

[366] **Soddy F.** (1913). The origin of actinium. Nature, 91(2285), 634–635 DOI: 10.1038/091634a0

[367] **Soddy F.** Soddy, F., & Cranston, J. A. (1918). The parent of actinium. Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character, 94(662), 384–404 DOI: 10.1098/rspa.1918.0025

[368] **Soddy F.** Soddy, F., & Hyman, H. (1914). CXXXII.—The Atomic Weight of Lead from Ceylon Thorite. Journal of the Chemical Society, Transactions, 105, 1402-1408

[369] **Hönigschmid O.** Hönigschmid O. Neue Atomgewichtsbestimmungen // Zeitschrift für Elektrochemie und angewandte physikalische Chemie. 1919. Bd. 25. S. 91–96.

[370] **Richards T.W.** Richards T. W., Lembert M. E. The Atomic Weight of Lead of Radioactive Origin // Journal of the American Chemical Society. 1914. Vol. 36, № 7. P. 1329–1344.

[371] **Hönigschmid O.** Hönigschmid, O., & Horovitz, S. (1914). Sur le poids atomique du plomb de la pechblende. Comptes Rendus Hebdomadaires des Séances de l'Académie des Sciences, 158, 1795–1798.

[372] **Hönigschmid O.** Hönigschmid, O. Neue Atomgewichtsbestimmungen (Thoriumblei, Skandium). Zeitschrift für Elektrochemie und angewandte physikalische Chemie, 1919, 25 (7/8), 91–97.

[373] **Lembert M.** Lembert M. Die Schmelzpunkte von Isotopen Bleien // Zeitschrift für Elektrochemie und angewandte physikalische Chemie. 1920. Bd. 26, H. 3–4. S. 59–60.
DOI: 10.1002/bbpc.19200260304.

[374] **Harkins W.D.** Harkins, W. D. The spectra of isotopes and the vibration of electrons in the atom / W. D. Harkins, L. Aronberg. // Proceedings of the National Academy of Sciences. — 1917. — Vol. 3, no. 12. — P. 710–715.
DOI: 10.1073/pnas.3.12.710

[375] **Harkins W.D.** A force, apparently due to mass, acting on an electron, and the non-identity of isotopes in spectra and other properties. / W. D. Harkins, L. Aronberg. // Journal of the American Chemical Society — 1920. — 42(7), 1328–1335.
DOI: 10.1021/ja01452a005

[376] **Merton T.R.** Merton T. R. On the spectra of isotopes // Proceedings of the Royal Society of London. Series A. 1920. Vol. 96, № 679. P. 388–395.
DOI: 10.1098/rspa.1920.0003

[377] **Soddy F.** The origins of the conceptions of isotopes. Nobel Lecture, December 12, 1922
https://www.nobelprize.org/prizes/chemistry/1921/summary/

[378] **Godlewski T.** Actinium and its successive products / T. Godlewski // The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science. – 1905. – Vol. 10, iss. 55. – P. 35–45.

[379] **Hahn O.** A New Radio-Active Element, which Evolves Thorium Emanation. Proceedings of the Royal Society of London. May 24, 1905 – vol 76, iss. 508 pp: 115–117

[380] **Soddy F.** Chemical Society Annual Reports p.308 (1905)

[381] **Dadourian, H.M.** (1906). The radio-activity of thorium. American Journal of Science, 21(125), 427–432.
DOI: 10.2475/ajs.s4-21.125.427

[382] **McCoy H. N.** McCoy, H. N., & Ross, W. H. (1907). The specific radioactivity of uranium. Journal of the American Chemical Society, 29(12), 1698–1709.
DOI: 10.1021/ja01966a004

[383] **Hahn O.** O. Hahn, Phys. Zeitsehr. vii. p. 456 (1906).

[384] **Hahn O.** Über ein neues langlebiges radioaktives Element im Thorium (On a new long-lived radioactive element in thorium) Berichte der Deutschen Chemischen Gesellschaft, Vol. 40, pp. 1462-1475 (1907)
Zur Kenntnis der radioaktiven Zerfallsprodukte des Thoriums

(Contribution to the knowledge of the radioactive decay products of thorium) Physikalische Zeitschrift, Vol. 8, pp. 277-279 (1907).

[385] **Hahn O.** Ein kurzlebiges Zwischenprodukt zwischen Mesothor und Radiothor. Physikalische Zeitschrift, 9, S. 246–248.
Über das Mesothorium. Physikalische Zeitschrift, 9, S. 392–404

[386] **Hahn O.** O. Hahn and L. Meitner. Uber die Absorption der β-Strahlen von radioaktiven Substanzen. 1909, Physikalische Zeitschrift vol x, p. 697-704.

[387] **Hahn O.** Hahn, O., & Meitner, L. (1909). Über eine neue Methode, radioaktive Zerfallsprodukte zu isolieren. Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, 11, 55–62.

[388] **Hahn O.** Hahn, O., & Meitner, L. (1909). Über eine typische β-Strahlung des eigentlichen Radiums. Physikalische Zeitschrift, 10, 741–745.

[389] **Hahn O.** Hahn, O. Die Muttersubstanz des Actiniums, ein neues radioaktives Element von langer Lebensdauer / O. Hahn, L. Meitner // Physikalische Zeitschrift. — 1918. — Bd. 19. — S. 208–218.

[390] **Hahn O.** O. Hahn and L. Meitner, Über die chemischen Eigenschaften des Protaktiniums. I. Mitteilung: Abscheidung des Protaktiniums aus Pechblende / O. Hahn, L. Meitner // Berichte der deutschen chemischen Gesellschaft — 1919. — 52 (1919) (B) 1812-1819

[391] **Hahn O.** O. Hahn and L. Meitner, Über die Eigenschaften des Protaktiniums, II. Mitteilung: Seine chemische Natur / O. Hahn, L. Meitner // Berichte der deutschen chemischen Gesellschaft — 1921. — 54 (1921) (B) 69-77.

[392] **Soddy F.** Chemical Society Annual Reports p.325 (1907)

[393] **Antonov G.** Antonoff, G. N. (1911). XLI. The disintegration products of uranium. The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, 22(129), 419–432.
DOI: 10.1080/14786441008637160

[394] **Antonov G.** On the Existence of Uranium Y. Philosophical Magazine, Series 6, 26 (1058), 1058–1059.
DOi: 10.1080/14786441308635058

[395] **Антонов Г.Н.** Продукты дезинтеграции урана. Исследование из области радиоактивных явлений : [магистерская диссертация] / Г. Н. Антонов. — Санкт-Петербург : Экономическая типо-литография, 1913. — 134 с.

[396] **Marsden E.** The Probability Distribution of the Time Intervals of alpha Particles with Application to the Number of alpha Particles emitted by Uranium / E. Marsden T. Barratt. Proceedings of the Physical Society of

London.– 1911 – vol. 23, pp. 367-373
DOI: 10.1088/1478-7814/23/1/337

[397] **Marsden E.** Marsden, E., & Barratt, T. (1911). The alpha Particles Emitted by the Active Deposits of Thorium and Actinium. Proceedings of the Physical Society of London, 24(1), 50–61.
DOI: 10.1088/1478-7814/24/1/309

[398] **Darwin C.G.** Darwin C.G., Marsden E. The transformations of the active deposit of thorium // Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character. — 1912. — Vol. 87, no. 592. — P. 17–29.

[399] **Lerch F. von.** Über die Trennung der Radioaktivitäts-Produkte des Thoriums durch Elektrolyse. Sitzungsberichte der Kaiserlichen Akademie der Wissenschaften in Wien, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Klasse, 1905, Bd. 114, Abt. IIa, S. 553–581.

[400] **Lerch F. von.** (1906). Über die chemische Trennung der radioaktiven Umwandlungsprodukte des Thoriums. Physikalische Zeitschrift, 7, 913–914.

[401] **Lerch F. von.** Von Lerch, F., von Wartburg, E. Über die Elektrolyse der Thoriumaktivsubstanz (Thorium C und D) // Sitzungsberichte der Kaiserlichen Akademie der Wissenschaften in Wien, mathematisch-naturwissenschaftliche Klasse. Abteilung IIa. — 1909. — Bd. 118, H. 2a. — S. 1575–1590.

[402] **Rutherford E.** E. Rutherford, H. Geiger. 1911. Transformation and nomenclature of the radioactive emanations , Philosophical Magazine Series 6, 22:130, 621-629,
DOI: 10.1080/14786441008637157

[403] **Curie M.** Sur la variation avec le temps de l'activité de quelques substances radioactives / Curie, P.; Curie, M., – Le Radium, VIII., p. 354, 1911

[404] **Blanquies L.** Comparaison entre les rayons alpha produits par différentes substances radioactives"(Comparison between alpha rays produced by different radioactive substances) Le Radium Volume: VI pp:230–232 1909

[405] **Moseley H.** H. Moseley, K. Fajans. Radioactive Products of Short Life Phil. Mag., XXII., p. 629, October, p. 191

[406] **Fajans K.** Über die komplexe Natur von Radium C Phys. Zeitschr.,"XII., p. 369-378, 1911.

[407] **Leslie M.S.** Le thorium et ses produits de désagrégation Le Radium, VIII., p. 356-363, 1911 DOI: 10.1051/radium:0191100801003560

[408] **Marsden E.** The phosphorescence produced by the alpha- and beta-rays. Proc. R. Soc. Lond. A 1910 83, 548-561
doi: 10.1098/rspa.1910.0046

[409] **Soddy F.** Chemical Society Annual Reports p.286 (1910)

[410] **Soddy F.** Chemical Society Annual Reports p.322 (1912)

[411] **Thomson J. J.** J.J. Thomson (1912) Further experiments on positive rays. Philosophical Magazine, series 6, 24 (140): 209–253.
https://doi.org/10.1080/14786440808637325

[412] **Thomson J. J.** Bakerian Lecture: — Rays of positive electricity. Proceedings of the Royal Society A 89, 1-20 (1913)
https://doi.org/10.1098/rspa.1913.0057

[413] **Soddy F.** Chemical Society Annual Reports p.266 (1913)

[414] **Schweidler E.** Egon von Schweidler. Über Schwankungen der radioaktiven Umwandlung. Comptes Rendus du Premier Congrès International pour l'Étude de la Radiologie et de l'Ionisation, Liège 12-14 September 1905. pp.1-3. Dunod & Pinat, Brussels (1906)

[415] **Kohlrausch K. W. F.** Über Schwankungen der radioaktiven Strahlung, Sitzungsberichte der Kaiserlichen Akademie der Wissenschaften in Wien (Mathematisch-Naturwissenschaftliche Klasse), Bd. 115, Abt. IIa, S. 673–682 (1906).

[416] **Becker A.** Messungen an Kathodenstrahlen // Annalen der Physik. — 1905. — Bd. 322, H. 8. — S. 381–471.
DOI: 10.1002/andp.19053220802

[417] **Bronson H.L.** A High Resistance for Use with Electrometers. – Amer. Journ. Science, February 1905

[418] **Bronson H.L.** The effect of temperature on the rate of decay of radium output / H. L. Bronson // The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science. — 1906. — Vol. 11, № 6. — P. 143–153.
DOI: 10.1080/14786440609463432

[419] **Bronson H.L.** (1908) XXII. On the relative activity of the emanation and the active deposit from thorium and from actinium , Philosophical Magazine Series 6, 16:92, 291-299,
DOI: 10.1080/14786440808636509

[420] **Bateman H.** The solution of a system of differential equations occurring in the theory of radioactive transformations. In Proc. Cambridge Philos. Soc – 1910, June – Vol. 15, No. pt V, pp. 423–427

[421] **Wilson C.T.R.** Wilson, C. T. R. Condensation of Water Vapour in the Presence of Dust-Free Air and Other Gases. Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A – 1897 – Volume: 189 pp. 265–307
DOI: 10.1098/rsta.1897.0011

[422] **Wilson C.T.R.** Wilson, C. T. R. (1911). On a method of making visible the paths of ionising particles through a gas. Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character, 85(578), 285–288
DOI: 10.1098/rspa.1911.0041

[423] **Wilson C.T.R.** Wilson, C. T. R. (1912). On an expansion apparatus for making visible the tracks of ionising particles in gases and some results obtained by its use. Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character, 87(597), 277–292.
DOI: 10.1098/rspa.1912.0081

[424] **Rutherford E.** Rutherford, E., & Robinson, H. (1914). LVII. The mass and velocities of the α particles from radioactive substances. The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, 28(166), 552–572.
DOI: 10.1080/14786441008635235

[425] **Rutherford E.** Rutherford, Ernest, and Harold Robinson. "Heating Effect of Radium and its Emanation."The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science 25, no. 146 (1913): 312–330.
DOI: 10.1080/14786440208634026.

[426] **Moseley H.G.J.** The high-frequency spectra of the elements. The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, Series 6, Vol. 26, pp. 1024–1034 (December 1913)
DOI: 10.1080/14786441308635052

[427] **Moseley H.G.J.** The high-frequency spectra of the elements. Part II. The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, , vol. 27, no. 160, 1914, pp. 703–713.
DOI: 10.1080/1478644040863514

[428] **Planck M.** The Genesis and Present State of Development of the Quantum Theory. Nobel Prize lecture. June 2, 1920
https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1918/planck/lecture/

[429] **Чечев В. П.** Синтез элементов во Вселенной: От Большого взрыва до наших дней / В. П. Чечев, А. В. Иванчик, Д. А. Варшалович. — URSS, 2020. — 304 с.

[430] **Журавлев А. Ю.** Сотворение Земли. Как живые организмы создали наш мир / А. Ю. Журавлев. — М. : Альпина Паблишер. —- 514 с.

[431] IUPAC Periodic Table of the Elements and Isotopes.
https://applets.kcvs.ca/IPTEI/IPTEI.html

[432] **Pacinotti A.** "Descrizione di una macchinetta elettro-magnetica."Il Nuovo Cimento 19, no. 1 (1863): 378–384.

[433] **Pacinotti A.** (1912). Descrizione di una macchinetta elettro-magnetica. Istituto Italiano d'Arti Grafiche. p. 95 Pacinotti, Antonio.

[434] **Dempster A.J.** A. J. DEMPSTER Isotopic Constitution of Uranium. Nature 136, 180 (1935).
https://doi.org/10.1038/136180a0

[435] **Fea G.** GTabelle riassuntive e bibliografia delle trasmutazioni artificiali, Il Nuovo Cimento, Vol. 12, Issue 6 (1935), pp. 368–406.
DOI: 10.1007/BF02958685

[436] **Segre E.** E. Segre, Chart of Isotopes, Los Alamos Scientific Lab report, LADC - 36 (July 3, 1946).

[437] **Friedlander G.** G. Friedlander, M. L. Perlman, "The Chart of Isotopes General Electric Research Lab report, APD-35 (1948).

[438] **Баженов А. Н., Жилин С. И., Кумков С. И., Шарый С. П.** Обработка и анализ интервальных данных. — М.; Ижевск: Ин-т компьют. исслед., 2024. 356 с

[439] **Шарый С.П.** Конечномерный интервальный анализ. Издательство XYZ. Новосибирск – 2026. 677 стр.
http://www.nsc.ru/interval/Library/InteBooks/SharyBook.pdf

[440] **Баженов А.Н.** Обобщение коэффициента Жаккара для анализа данных с интервальной неопределённостью // Баженов А.Н., Тельнова А.Ю. Измерительная техника. — 2022. — № 12. — С. 12-19.

[441] **Баженов А. Н.** Интервальные арифметики и прослеживаемость изотопной подписи : учеб. пособие. — СПб., 2023. — С. 119.
URL: https://elib.spbstu.ru/dl/5/tr/2023/tr23-167.pdf/info.

Именной указатель

Абрагам М., 90
Амальди Э., 14
Андраде Э., 34
Антонов Г.Н., 335, 443
Аронберг Л., 351
Астон Ф., 13, 19, 345, 356
Бальмер И., 11
Баркла Ч., 12, 346, 525, 537
Барнс Х., 139
Барратт Т., 179, 322, 336, 435, 441, 452, 470, 522
Баумбах О., 171
Бейли Ч., 17
Бейтман Г., 374, 395, 421, 435, 453, 456, 466, 521
Беккер А., 197
Беккер Г., 186
Беккерель А., 23, 26, 27, 29, 94, 100, 101, 111, 331
Беккерель Э., 23
Бекман И.Н., 17, 48
Бемон Г., 46
Бернулли Я., 371
Бертран Ж., 399
Бессель Ф., 397
Бетман Г., 392
Биркеланд К., 84
Блан Г., 334
Бланки Л., 443
Болтвуд Б., 136, 167, 171, 176, 179, 336, 436
Бор Н., 12, 20, 347, 528, 536, 539
Боте В., 186
Браунер Б., 317
Бредиг Г., 305
Бродский А.И., 17, 282
Бронсон Г., 171, 373, 374, 382, 385, 401, 470
Брук А., 328, 346, 525, 537
Брукс Х., 74
Брэгг У., 12, 19, 149, 172, 173, 176, 204, 212, 240, 274, 494, 502
Брэгг У.Л., 12
Буабодран К., 291
Бутлеров А.М., 283, 357
Бухерер А., 225
Вартбург Э., 475
Вельсбах А., 337
Видеманн Э., 112
Вилар П., 31, 85, 92
Вилсон В., 215
Вилсон Х., 168, 497
Вилсон Ч., 12, 67, 129, 372, 531
Вин В., 134, 357
Вихерт Э., 11, 99
Гамов Г., 19, 180, 499, 544
Ган О., 13, 43, 114, 173, 176, 178,

282, 334, 335, 349, 446, 470, 473
Гаусс К., 373, 397
Гейгер Х., 14, 156, 163, 168, 172, 173, 175, 179, 180, 182, 198, 200, 203, 213, 229, 230, 234, 235, 239, 240, 249, 254, 269, 271, 274, 276, 277, 374, 390, 391, 398, 401, 418, 421, 435, 436, 442, 443, 445, 451, 452, 470, 472, 473, 478, 480, 497, 498, 500, 508, 515, 516, 519, 521, 522, 529
Гейсслер Г., 23, 68
Гейтель Г., 97, 162, 334, 372, 496
Гершфинкель Х., 338
Гизель Ф., 43, 56, 78, 83, 84, 94, 96, 97, 127
Глесстон Г., 17
Годлевский Т., 44, 334
Гольданский В.И., 420
Гольдштейн О., 91, 134, 357
Горовиц С., 351
Гриер А., 134
Гринвуд М., 432
Гёринг О., 345
Гёрни Р., 180, 499, 544
Дадорян А., 334
Дальтон Дж., 11
Данне Ж., 145
Дарвин Ч.Г., 274, 278, 281, 306, 322, 469, 529, 531, 532
Демарсе Э.-А., 48
Демпстер А., 543
Джиок У., 13
Долежалек Ф., 157, 374, 382, 384
Дорн Ф., 56, 68, 73
Дорфман Я.Г., 17
Дьеберн А-Л., 40, 42, 49, 56, 73, 78, 83, 97, 332
Дьюар Дж., 94, 170
Дюрек Дж., 378
Жолио-Кюри И., 13, 186
Жолио-Кюри Ф., 13, 186
Журавлев А., 545
Зееман П., 12
Зигбан М., 12, 528
Зоммерфельд А., 16, 528
Йенсен Й., 419
Йохансен Ф., 419
Кауфман В., 11, 90, 99
Кетман Б., 138, 336, 337
Киркби П., 157
Климан Р., 149, 176, 204, 212, 494, 502
Коварик А., 452, 473, 478, 480
Кольрауш К., 19, 87, 373, 374, 380, 382, 391, 397, 401
Комптон А., 12
Кондон Э., 180, 499, 544
Краг Х., 183, 295, 296
Краутер Дж., 19, 196, 214, 229, 241, 505, 532
Кривомазов А.Н., 17
Крукс У., 92, 127, 287, 357
Крэнстон Дж., 349
Куценко А.В., 420
Кучера Б., 176, 204
Кэмпбелл Н., 215, 397
Кюри Ж., 35
Кюри П., 12, 20, 35, 46, 54, 73, 94–96, 109, 138, 145, 332
Лаборд А., 138
Лаплас С., 371
Лауэ М., 12, 20
Левин М., 176
Лемберт М., 350
Ленард Ф., 12, 24, 29, 184
Лерх Ф., 472, 473, 475
Лесли М., 446
Либби У., 13
Лисневский Ю.И., 17

Лоренц Х., 12
Мадсен Дж., 243
Майер А., 188
Маккой Г., 334, 335
Макмилан Э., 13
Маковер В., 322
Малли М., 17, 336
Марквальд В., 45, 97, 138, 336, 337, 339
Марсден Э., 14, 179, 182, 200, 229, 239, 254, 267, 275, 277, 306, 307, 322, 336, 435, 436, 441, 452, 469, 470, 508, 516, 522, 529
Машек Б., 176, 204
Мейер Е., 84, 204, 381, 391, 397, 401, 418, 520
Мейер С., 19, 167, 464
Мейтнер Л., 178, 204, 349, 470, 473
Мертон Т., 351
Мерц Дж., 17
Метценер В., 345
Милликен Р., 12, 168, 497
Мозли Г., 348, 355, 443, 449, 528, 538
Нагаока Х., 246
Неттол Дж., 172, 180, 277, 445, 451, 472, 480, 498, 516, 533
Николсон Дж., 319
Ньепс С-В., 22
Оганесян Ю., 295
Онегин М.С., 357, 544
Оуэнс Р., 55, 82
Панет Ф., 338
Паули В., 290
Пачинотти А., 540
Перрен Ж., 111
Пиккар А., 349
Пирсон К., 421, 422
Планк М., 12, 20, 168, 497
Плюккер Ю., 23, 68
Подгорецкий М.И., 420
Праут У., 11, 283
Прехт Ю., 48, 142
Пуассон С., 373
Рамзай У., 13, 94, 96, 148, 331, 334, 335
Рассел А., 101, 299, 309, 322, 340, 342, 343, 354
Регенер Э., 162, 167, 199, 373, 381, 391, 397, 401, 418, 496, 520
Резерфорд Э., 13, 14, 19, 20, 34, 55, 56, 74, 81, 82, 91, 95, 96, 100, 114, 129, 139, 147, 155, 156, 163, 168, 170, 173, 179, 182, 186, 204, 228, 274, 277, 298, 314, 330, 346, 372, 374, 378, 390, 391, 398, 401, 421, 435, 436, 442, 443, 454, 476, 497, 516, 521, 522, 525, 529
Рентген В., 11, 12, 29, 104, 112
Ридберг И., 11, 287, 289, 354
Ринд А., 421
Ричардс Т., 13, 350
Ричардсон Г., 267
Робинсон Х., 535
Ройдс Т., 170, 257
Росс У., 327, 334, 335, 340
Рунге К., 48, 54, 142
Рэлей Дж., 209
Саньяк Ж., 111
Сведберг Т., 338
Свинне Р., 180, 296, 498
Сегре Э., 297
Сиборг Г., 13
Сиджвик Н., 291
Склодовская-Кюри М., 12, 13, 19, 35–37, 39, 46, 49, 50, 54, 73, 82, 95, 96, 109, 332,

443
Сноу Е., 421
Содди Ф., 13, 94, 96, 114, 135, 147, 148, 177, 311, 321, 330, 341, 350, 538
Старосельская-Никитина О.А., 17
Стрёмхольм Д., 338
Таунсенд Дж., 157, 168, 497
Тейт П., 183
Теннинсен М., 17, 78, 299
Томпсон С., 30
Томсен Ю., 290
Томсон Дж.Дж., 11, 12, 19, 24, 99, 103, 112, 168, 183, 187, 191, 194, 216, 229, 236, 242, 252, 345, 346, 356, 497, 529, 535
Томсон У., Кельвин, 183
Торп Т., 53
Трифонов Д.Н., 17
Фаянс К., 178, 306, 310, 322, 328, 343, 345, 357, 443, 449
Феа Дж., 297
Ферми Э., 20, 540
Фишер Р., 430
Флек А., 306, 322, 323, 342, 347
Фош А., 173, 440
Фрай К., 299
Фрай С., 78
Хайман Х., 350
Харди Г., 397, 403, 417
Харкинс У., 351
Хашек Э., 327, 340
Хевеши Д., 13, 304, 306, 322, 338, 342, 343, 472
Хейдвейлер А., 136
Хитторф И., 24
Хлопин В.Г., 17, 282
Хёнигшмид О., 350, 351
Чадвик Дж., 19, 186
Швайдлер Е., 19, 84, 370, 373, 374, 382, 387, 390, 397, 417, 464, 509, 520
Шмидт Г., 37, 41, 56, 82, 244
Шоттки В., 418
Шпольский Э.В., 16
Шрадер Х., 342
Штарк Й., 12
Эйнтховен В., 410
Эйткен Дж., 67
Экснер Ф., 327, 340
Элдертон В., 422
Эллис Ч., 19
Элстер Ю., 97, 162, 334, 372, 496
Эрланг А., 418
Юл Дж., 432
Юри Г., 13

Предметный указатель

X-лучи, Рентгеновские лучи, 25
α, альфа-лучи, 85, 107
α-лучи, 491
β, бета-лучи, 85, 107
β-лучи, 491
δ-электроны, 165, 450
γ-лучи, гамма-лучи, 31, 34, 92
«диффузное отражение» α-частиц, 239
«модель пудинга с изюмом», plum pudding model, 187
«опыт Резерфорда», эксперименты Гейгера-Марсдена, 14, 182
«эквивалент отскока 15-дюймового артиллерийского снаряда от тонкой бумаги», 200

доказательство разветвленного распада в ряду тория, 441, 453

Ac, актиний, изотоп актиния 227, 43, 301, 324
AcA, изотоп полония 215, 41, 301, 307, 498
AcB, изотоп свинца 211, 301, 307, 443
AcC, изотоп висмута 211, 301, 307, 443, 445, 498
AcC1, изотоп полония 211, 41, 301
AcC2, изотоп таллия 207, 301
AcD, изотоп свинца 207, 301, 323, 443
AcU, актиноуран, изотоп урана 235, 301, 543
AcU, актиноуран, изотоп урана 235, 301
AcX, изотоп радия 223, 43, 46, 301, 307, 498
An, AcEm, актинон, эманация актиния, изотоп радона 219, 55, 301, 307, 498

система уравнений Бейтмена, 466
спектроскопия резерфордовского обратного рассеяния, Rutherford Backscattering Spectrometry, RBS, 247

Io, ионий, изотоп тория 230, 302, 307, 312, 324

MsTh1, мезоторий I, изотоп радия 228, 46, 300, 307,

321, 324, 470
MsTh2, мезоторий II, изотоп актиния 228, 300, 307, 324, 470

NIST ASD, база спектральных данных, 41

Pa, протактиний, изотоп протактиния 231, 135, 301

Ra, радий, изотоп радия 226, 46, 169, 302, 307, 321, 454, 498
RaA, радий A, изотоп полония 218, 41, 169, 171, 267, 302, 307, 323, 461, 462, 498
RaAt, астат, изотоп астата 218, 41, 302
RaB, радий B, изотоп свинца 214, 34, 302, 307, 461, 462
RaC, радий C, изотоп висмута 214, 34, 158, 160, 171, 199, 206, 260, 261, 266, 267, 302, 307, 312, 447, 461, 462, 498
RaC1, радий C1, изотоп полония 214, 41, 257, 260, 302, 307, 323
RaC2, радий C2, изотоп таллия 210, 257, 260, 302, 307, 323
RaD, радий D, изотоп свинца 210, 302, 307, 312, 322
RaE, радий E, изотоп висмута 210, 302, 307
RaE2, радий E2, изотоп таллия 206, 302
RaEm, радон, эманация радия, изотоп радона 222, 55, 158, 169, 171, 267, 302, 307, 454, 461, 498
RaF, радий F, изотоп полония 210, 41, 302, 307, 314, 322, 383
RaG, радий G, Uranium Lead, изотоп свинца 206, 302, 314
RdAc, радиоактиний, изотоп тория 227, 43, 301, 307, 312, 498
RdTh, радиоторий, изотоп тория 228, 300
RdX, радиоторий, изотоп тория 228, 307

Th, торий, изотоп тория 232, 300, 307
ThD, торий D, ториевый свинец, изотоп свинца 208, 300, 314, 315, 323, 469, 472, 474, 476, 477, 481

UI, изотоп урана 238, 302, 307, 498
UII, изотоп урана 234, 302, 328
UX1, уран X1, изотоп тория 234, 324, 328
UX1, уран X2, изотоп тория 234, 135, 302, 307
UX2, уран X2, бревий, изомерный изотоп протактиния 234, 302, 307, 324
UY, уран Y, изотоп тория 231, 300, 335
UY, уран Y, изотоп тория 231, 301
UZ, уран XZ, изотоп протактиния 234, 302

Z-A диаграммы, 297

«вековое» равновесие, 460

«кривая скорости», 277
«переходное» равновесие, 461

Беккерель (Бк, Bq), 29
Ки, Ci — Кюри, внесистемная единица измерения активности радионуклида, 54
ThA, торий A, изотоп полония 216, 300, 307, 323, 446, 469, 472
ThB, торий B, изотоп свинца 212, 300, 307, 469, 472, 476, 477
ThC, торий C, изотоп висмута 212, 300, 306, 307, 312, 452, 469, 471, 472, 474, 477, 481
ThC1, торий C1, изотоп полония 212, 41, 300, 306, 323, 442, 446, 447, 452, 469, 472
ThC2, торий C2, изотоп таллия 208, 300, 306, 314, 315, 323, 442, 446, 447, 452, 469, 471, 472
ThEm, торон, эманация тория, изотоп радона 220, 55, 300, 307, 446, 451, 469, 472
ThX, радиоторий, изотоп радия 224, 307, 312
ThX, торий X, изотоп радия 224, 46, 135, 300, 307, 451
аддитивность, 289
актиний, 42, 83
альфа-частица — ион гелия, гипотеза, 147
альфа-частица, двукратный заряд, 163
альфа-частицы, определение скорости, 133
альфа-частицы, отклонение в магнитном поле, 129, 133
альфа-частицы, поглощение веществом, 149, 494
альфа-частицы, регистрация электрическим методом, 156
аргон-36, 288
атом, динамидная модель Ленарда, 184
атом, модель Нагаока, 246
атом, модель Резерфорда, 228
атом, модель Томсона, 187
атом, модель атома Резерфорда с учетом отдачи атома-мишени, доработка Дарвина, 274, 281, 531
атом, положения теории Резерфорда, 233
атом, рассеяние быстро движущихся заряженных частиц по Томсону, 194
атом, число частиц по Томсону, 191
атом, число электронов по Краутеру, 226
атомный номер Мозли, 348
баллистический метод измерения заряда, 158
биноминальное распределение, 163
бюретка, 148
валентность радиоактивных элементов, 305
вероятное число интервалов, 436
вероятностный характер процесса излучения, 159
вихревая теория атома, 183
внутриатомный заряд ван ден

Брука, 348
гелий-4, 288
германий-72, 288
гиперфосфоресценция, 30
гипотеза Праута, 283
дефект массы, 289
диаграма Рассела, 309
диаграмма радиоэлементы и периодический закон — Содди, 344
динамиды Ленарда, 186
дифференциальный воздушный калориметр, 139
дифференциальный термометр в водяной бане, 140
дробовой шум, или shot noise, 397
дробовой шум, или пуассоновский шум, 418
зависимость диффузного отражения от атомной массы мишени, 239
зависимость свойств элементов от порядкового номера, а не атомного веса, 287
закон Брэгга-Клемана, 149, 153, 494
закон Гейгера для пробега α-частиц, 213, 235, 274
закон Гейгера-Неттола, 172, 451, 472, 480, 498
закон Гейгера-Неттолла, форма Свинне, 180, 498
закон Марсдена-Барратта, 336, 454
закон радиоактивного распада, 119
закон радиоактивных смещений, 304, 538
законы отклонения α-частиц на большие углы, 254, 508
зонд многосеточный измерительный , 150
идея неэлементарности атомов Бутлерова, 283
излучение солей урана, невидимое человеческому глазу, Ньепс 1861 г., 23
изотоп неона Ne-22, 346
изотопы, 328, 329, 347
изотопы радиоактивных элементов с историческими названиями, 126
индекс Жаккара, 487, 489
ионизирующие излучения, 101
ионий, Торий-230, 136
история науки, 17
каналовые лучи, 91, 134
катодные лучи, 24, 84, 88
квадрантный электрометр, 35
кемпбелизация, Campbellization (or the Campbelling technique / mode), 418
классики науки — избранные труды, 20
классики науки — монографии, 19
конденсационная камера, туманная камера Вилсона, 531
константа радиоактивного распада, 120
кривая ионизации Брэгга, 151
криптон-80, 288
критерий χ^2, 422, 429, 522
лучи Беккереля, 29
мера отклонения, 429
мета-элементы Крукса, 287
метаболон, 124
метод Гейгера измерения флуктуаций, 413
метод Мейера и Регенера измерения флуктуаций,

402
метод магнитного отклонения, 217
метод отдачи, 446, 450, 470, 473
метод фон Лерха, 472, 473
методика Марсдена и Барратта, 435, 522
наиболее вероятный угол рассеяния, 204, 206, 241
нейтрон, 186
неон-20, 288
номенклатура радиоактивных рядов Резерфорда и Гейгера, 442
номера элементов $4n, 4n+1, 4n+2, 4n+3$, 287
обратный сифон, 148
оганесон, 295
оценка флуктуаций Швайдлера, 372, 387, 390, 520
первичная ионизация, 157
пик Брэгга, 149
положения Швайдлера, 373
полоний, 40, 83
получение металлического радия, 49
порядковые номера элементов, 525
порядковые номера элементов Ридберга, 355
постоянная Ридберга, 356
предсказание атомных номеров благородных газов — Томсен, 290
проверка релятивистского изменения массы электрона, 225
проникающее излучение сульфата калия-урана, 27
протон-электронная модель атомного ядра, 186
пьезоэлектричество, 35

радий, 31, 46, 83
радий, спектр излучения, 48
радий, в таблице Менделеева на основе спектров излучения, 54
радий, измерение атомного веса, 50
радиоактивное равновесие, 468
радиоактивное сопротивление, 158
радиоактивность, 40
радиоактивность тория, 37
радиоактивные превращения, 114
радиоактиний, RdAc, 43
радиография Беккереля, 80
радиохимия, 282
радон, 33, 55
разветвленный распад, 306, 469
распределение χ^2, 422, 429
распределение Пирсона типа IV, 422
распределение Пирсона типа V, 422
распределение Пуассона, 163, 373, 374, 392, 418
рассеяние α-частиц в легких газах, 277, 533
резистор Бронсона, 385, 401, 402
ряды превращений радиоактивных веществ, 136
ряды радиоактивных распадов, 297
самонагрев радия, 138, 167
сечение рассеяния, 247
система «порядковых чисел» или «ординалов» Ридберга, 288
система радий-радон, 454
скорость образования гелия радием, 169

сложная природа излучения урана, 104
смоляная урановая руда, 39
спектр полония, 40
спектроскопическая трубка Плюккера-Гейслера, 68
спинтарископ, 92
среднее время жизни, 370
статистическая проверка гипотез для экспериментальных данных, 421
структурная теория Николсона, 319
струнный гальванометр Эйнтховена, 410
струнный электрометр, 391
сцинтилляционный метод, 162, 391, 496
сцинтилляционный метод подсчета отдельных α-частиц, 230
счетчик Гейгера, 156
таблица Менделеева 1912 г. Склодовская-Кюри, 53
таблица Менделеева 1922 г., 356
таблица Менделеева до 1896 г., 25
таблица Менделеева с радиоактивными элементами — Фаянс, 319
таблица Менделеева, «расширенная» — ван дер Брук 1913 г., 526
теорема Кэмпбелла, 397
теория Абрагама, 90
теория диффузии электролитов Нернста, 308
теория ионизации газов излучением, 103
теория массового обслуживания, 418
теория последовательных радиоактивных превращений, 454
теория радиоактивного распада Швайдлера, 370, 397
теория случайных процессов, 417
террела, 84
торий, 37, 83, 488
тормозная способность различных атомов и молекул, 153
траектории электронов спиральные, Дарвин, 532
трансмутации, превращения элементов, 118
трансурановые элементы, 296
трубка (вакуумная лампа) Гейсслера, 23
трубки Крукса-Хитторфа, 24
упаковочный коэффициент, 289
уравнение Бейтмана, 453, 466
уран, 26, 36, 81
уран — невидимые лучи, 29
установка Гейгера-Марсдена для измерения дифференциального сечения рассеяния, 257
учебная литература, 16
учёт степеней свободы в критерии χ^2, 430
физиологическое действие радиоактивных излучений, 29, 94
формула для удельной ионизационной потери энергии, 152
фосфоресценция, 23
фосфоресценция солей урана, 22
фотоэмульсии, 22
фракционирование урановых руд, 40
характеристическое

рентгеновское излучение атомов элементов, 528
частные случаи теории цепочек распадов — 1, 456
частные случаи теории цепочек распадов — 2, 457
частные случаи теории цепочек распадов — 3, 459
частные случаи теории цепочек распадов — 4, 459
чернильный принтер Морзе, 437
число степеней свободы, 429
число электронов в атоме, 277
эксперимент Биркеланда, 84
эксперимент Гейгера с тонкими фольгами, 234
экспериментальная ядерная физика, 112
эксперименты Гейгера-Марсдена, 197, 249
эксперименты Кауфмана, 90
эксперименты Майера с плавающими магнитами, 188
эксперименты с катодными лучами Беккера, 197
эксперимены Краутера по рассеянию бета-частиц и рентгеновских лучей, 214, 241, 505, 532
электрическая проводимость газа под воздействием излучения урана, 81
электрометр Долежалека, 157, 374, 382, 384, 390
электрометр Ханкеля, 390
электрон, 24
электрон, отношение , 99
электроскоп Вилсона, 372
электроскоп Элстера-Гейтеля, 372
элементарная группа Крукса, 287
эманация актиния, 78
эманация радиоактивных веществ, 94
эманация радия, 55, 73, 95
эманация тория, 56, 59
эманиум, 43
энергия связи, 289