

Федеральное агентство по образованию
Российской Федерации

**САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ**

А. В. БЛИНОВ

КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ

Учебное пособие

**Санкт-Петербург
Издательство Политехнического университета
2006**

УДК 523.165 + 537.591.1

ББК 22.38я73

Б 695

Блинов А.В. Космические лучи: Учебное пособие. СПб.: Изд-во СПбГПУ, 2005. 140 с.

Пособие соответствует государственному стандарту дисциплины ЕН.Ф.07 «Космические лучи» по специальности магистерской подготовки 553114 - Космическая физика.

Рассмотрены разделы дисциплины, посвященные физическим характеристикам космических лучей и описанию их, как одного из взаимодействующих компонентов межзвездной среды. Специальное внимание уделено эффектам распространения космических лучей в ближнем космосе и атмосфере Земли, а также изменению их интенсивности во времени. Анализируется проблема происхождения космических лучей.

Пособие написано на основе лекционного курса, который автор читает студентам кафедры космических исследований физико-технического факультета СПбГПУ.

Предназначено для студентов, обучающихся на магистерском уровне по направлению «Техническая физика» со специализацией в космической физике, а также для студентов и аспирантов, изучающих другие специальности, связанные с ядерной физикой и астрофизикой.

Табл. 9. Ил. 46. Библиогр.: 12 назв.

Печатается по решению редакционно-издательского совета Санкт-Петербургского политехнического университета

ISBN 5-7422-1106-6

© Санкт-Петербургский государственный
политехнический университет, 2006

Оглавление

Введение	5
1. Исторический обзор	7
2. Общие сведения о космических лучах (КЛ)	12
2.1. Основные определения	12
2.2. Общие характеристики	16
2.2.1. Общие сведения о межзвездной среде	17
2.2.2. Элементный и изотопный состав.....	19
2.2.3. Энергетический спектр	23
2.2.4. Плотность энергии	25
2.2.5. Анизотропия прихода	26
2.2.6. Электроны и позитроны в КЛ	26
2.3. Характер движения КЛ в Галактике	28
2.3.1. Движение одиночной частицы в заданном поле	29
2.3.2. Диффузия в нерегулярном магнитном поле.....	30
3. Модели распространения КЛ и состав источников.....	32
3.1. Кинетическое уравнение для частиц, движущихся в магнитном поле.....	33
3.2. Уравнение диффузии в межзвездной среде.....	36
3.2.1. Схема решения уравнения диффузии для стабильных ядер	38
3.2.2. Однородная модель распространения КЛ в Галактике	41
3.2.3. Решение для вторичных стабильных ядер	41
3.3. Роль атомных процессов в источниках КЛ	42
3.4. Состав источников КЛ	44
3.5. Античастицы в КЛ	46
3.6. Радиоактивные ядра и хронология КЛ	51
3.6.1. Время распространения в Галактике.....	51
3.6.2. Время между нуклеосинтезом и ускорением	54
4. Космические лучи высоких и сверхвысоких энергий	55
4.1. Краткие сведения об элементарных частицах	56
4.2. Широкие атмосферные ливни	58
4.2.1. Элементарное решение для нуклонного каскада	59
4.2.2. Множественные процессы в атмосфере	62
4.2.3. Схема Гайтлера	64
4.2.4. Методы регистрации широких атмосферных ливней	67
4.2.5. Моделирование каскадных процессов	70
4.2.6. Способы определения состава КЛ сверхвысокой энергии	72

4.3 Энергетические потери КЛ сверхвысокой энергии	75
4.4 Загадка КЛ сверхвысоких энергий	78
5. Модуляция КЛ	79
5.1 Структура области модуляции	79
5.1.1 Головная ударная волна	80
5.1.2 Гелиосферный токовый слой	81
5.2 Качественная теория модуляции	83
5.3 Солнечные энергичные частицы	87
6. КЛ в магнитном поле Земли	88
6.1 Геомагнитное поле	89
6.2 Теория Штермера	90
6.3 Распространение КЛ в магнитосфере	93
6.4 Радиационные пояса	96
7. Вариации КЛ	98
7.1 Вариации связанные с солнечной активностью	101
7.2 Геомагнитные вариации	102
7.3 Долговременные вариации	103
7.4 Метод космогенных радионуклидов	105
7.4.1 Расчет образования космогенных нуклидов	106
7.4.2 Двухмерная модель	108
7.4.3 Образование под действием солнечных энергичных частиц	113
7.5 Долговременные вариации по результатам эксперимента	114
7.6 Межзвездные вариации	119
8. Ускорение КЛ	120
8.1 Ускорение до энергий меньших, чем 10^{17} эВ	121
8.1.1 Классическое ускорение Ферми	121
8.1.2 Ускорение на фронте ударной волны	124
8.2 Ускорение до энергий больших, чем 10^{17} эВ	128
9. Происхождение КЛ	130
9.1 Происхождение электронной компоненты	131
9.2 Мощность источников и область удержания	132
Приложения	136
Словарь терминов	137
Библиографический список	139

Введение

Целью пособия является помощь студентам при освоении учебного курса, посвященного космическим лучам (КЛ). Физика КЛ – это актуальная область астрофизики высоких энергий. Она включает разделы, уже ставшие классическими, и разделы, представляющие собой область научного поиска и рабочих гипотез. Естественно, что отражение современного состояния астрофизики КЛ в учебной литературе весьма запаздывает. Особенно это заметно по книгам, изданным на русском языке. Настоящее пособие призвано, в какой-то мере, заполнить существующий пробел. При его написании в качестве опорной книги использована монография «Астрофизика космических лучей», изданная под редакцией академика В.Л. Гинзбурга. Она же рекомендуется читателям для углубленной работы над материалом. Из недавно изданных зарубежных книг можно порекомендовать читателям учебник Томаса Гайсера (Т.К. Gaisser), хотя этот выбор весьма субъективен. Кроме того, в конце пособия представлен расширенный список дополнительной литературы по главам. Ограниченный объем и формат учебного пособия не позволили дать полную библиографию многочисленных оригинальных работ, содержание и наглядные материалы которых использованы в тексте.

Изложение материала предполагает знакомство читателя с содержанием курсов теоретической физики, ядерной физики, общей астрономии и физики космической плазмы. В отсутствие необходимых предварительных знаний некоторые используемые положения могут показаться неясными или недостаточно обоснованными и потребуют дополнительного знакомства с литературой.

Наряду с последовательным изложением материала в тексте будут встречаться отступления справочного характера, а также численные оценки, выделенные в абзацы. Постарайтесь не оставлять их без внимания. Все выделенные курсивом термины снабжены пояснениями, собранными в краткий словарь в конце пособия.

В заключение, поясним выбор используемых в тексте единиц размерности. С учетом метрологических требований, следовало бы ограничиться системой СИ, однако во многих разделах теоретической физики и астрофизики по-прежнему предпочитают работать в СГС, и было бы даже вредно привычные для учащихся константы переводить в непривычные единицы. Кроме этого, повсеместно для линейных размеров астрономических

объектов будут использоваться единицы кратные парсекам, а для энергии КЛ электрон-вольтам, что наглядно отражает масштабы обсуждаемых величин или процессов.

Исторически в физике КЛ сложилось три основных направления исследований: ядерно-физическое (HE – high energy); астрофизика КЛ (OG – origin and galactic phenomena); влияние Солнца и гелиосферы на КЛ (SH – solar and heliospheric effects). В скобках указан стандартный классификатор Международных Конференций по Космическим Лучам (International Cosmic Ray Conference). Они, начиная с 1947 г., раз в два года проводятся научным сообществом (последний раз - в 2005 г. в Индии, <http://icrc2005.tifr.res.in>). Конференции сопровождаются изданием всеобъемлющих трудов, значительная часть их собрания доступна в библиотеке кафедры космических исследований СПбГПУ.

Классификация разделов в своей последовательности отражает хронологию физических интересов XX века, поскольку физику КЛ с полным правом можно назвать его ровесницей. Интерес исследователей смещался от морфологии к поиску элементарных частиц в 30-х - 50-х годах, затем - к проблеме источников КЛ, а после 60-х актуальными становились прикладные аспекты, такие, например, как влияние близкого космического окружения на Землю или обеспечение безопасности космических экспедиций. В то же время, главный вопрос о происхождении КЛ остается открытым и поныне.

В пособии не будут рассматриваться биологические эффекты КЛ.

В Советском Союзе в области физики КЛ работало более 50 научных учреждений, возглавлявшихся НИИ Ядерной физики МГУ. Россия стремится продолжать значительную часть научных программ бывшего Союза либо самостоятельно, либо в международном содружестве. Продолжает работать Научный Совет по комплексной проблеме "Космические лучи" теперь уже Российской Академии Наук, его председателем является академик Георгий Тимофеевич Зацепин. В СПбГПУ исследования, связанные с физикой КЛ, ведутся на кафедрах теоретической физики, экспериментальной ядерной физики и космических исследований.

1. Исторический обзор

Открытие КЛ, как часто случалось со значительными научными открытиями, было сделано почти случайно. Ниже приводится краткая хронология важнейших исследований.

1900 г. При измерении величины ионизации и электропроводности газов с помощью электроскопов Юлиус Эльстер и Ганс Гейтель в Германии независимо открыли неизвестный природный источник ионизации воздуха. Чарльз Вильсон, работая в Англии с ионизационной камерой, предположил внеземное происхождение проникающего излучения в атмосфере. Используя экранирование камеры, он установил, что проникающая способность неизвестного излучения выше, чем у рентгеновского и гамма-излучения, и назвал его "ультра гамма-ионизация". Измеряя скорость потери заряда электроскопом, Вильсон установил скорость ионизации равной $20 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$. Эта величина сохранялась при герметизации камеры и в темноте. Эрнест Резерфорд провел серию опытов по экранированию детектора свинцом и объяснил ионизацию воздуха гамма-активностью конструкционных материалов. Хотя внутри свинцовой многотонной защиты все еще образовывалось около $6 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ ионов, точность и статистическая надежность измерений были того же порядка. В последствии очень чувствительный электрометр показал, что над озерами и ледниками остаточная ионизация дополнительно уменьшалась. Заключение было естественным: с точностью до 2 ионов на $\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ (точность аппаратуры) природная ионизация вызывается гамма-радиоактивностью литосферы.

1910 г. Были выполнены замеры ионизации воздуха на Эйфелевой башне (высота 330 метров над уровнем моря), и показано, что скорость ионизации падает с 12 до $3,5 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$. "Подтвержден" вывод о литосферной природе излучения.

Пример. Вычислить кратность ослабления пучка ядерных гамма-квантов при прохождении 330 м воздуха.

$$J(x) = J(0) \exp(-\mu \cdot x) \Rightarrow \frac{J(x)}{J(0)} = \exp\left(-4,5 \cdot 10^{-2} \frac{cm^2}{g} \cdot 3,3 \cdot 10^4 cm \cdot 1,3 \cdot 10^{-3} \frac{g}{cm^3}\right) \approx \exp(-1,9) = 0,14$$

То есть, в случае гамма-излучения ослабление было бы почти в 7 раз.

1912 г. Виктор Гесс в Вене во время полетов на воздушном шаре наблюдал изменение проводимости в ионизационной камере. 7 августа он достиг высоты 5 км. При подъеме он обнаружил слабый спад проводимости, а затем, ее крутой рост. Открытый эффект он назвал "Hoehenstrahlung" - высотное излучение.

1914 г. Вернер Кольхестер в Берлине подтверждает результаты Гесса, измеренный им высотный ход приводится в табл. 1.1. Коэффициент поглощения высотного излучения оказался порядка 10^{-5} см^{-1} , т.е. значительно меньше, чем у гамма-излучения.

Т а б л и ц а 1.1

Изменение скорости ионизации воздуха в атмосфере

Высота над уровнем моря, км	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Ионизация, $\text{см}^{-3} \cdot \text{сек}^{-1}$	1,5	1,2	4	9	16	29	44	61	80

После Мировой войны в исследования высотного излучения активно включился американец Роберт Милликен. При экранировании электроскопа на высоте 15 км свинцом ($50 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$) он получил существенно другой коэффициент поглощения и сделал вывод, что нет излучения одного типа с описанными Кольхестером характеристиками.

1925 г. Милликен и Камерон провели цикл измерений поглощения высотного излучения в озерах, расположенных, соответственно, на высотах 3600 и 2040 м над уровнем моря. В первом из них ионизация упала до $3,5 \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ на глубине 15 м, а во втором - на глубине на 6 футов меньшей (6 футов воды = 185 см воды = 1560 м воздуха). Был сделан вывод о том, что излучение идет сверху вниз через воздух и не имеет локальных (атмосферных) источников генерации. Милликен впервые вводит термин "космические лучи", однако, вопрос об их природе остается открытым.

1927 г. Дмитрий Всеволодович Скобельцын, профессор Ленинградского

политехнического института, при изучении эффекта Комптона в камере Вильсона с сильным магнитным полем напряженностью ~ 1000 Э обнаружил след частицы, практически не отклоненной магнитным полем.

Пример. Вычислить энергию однозарядной частицы с ларморовым радиусом 2 м в поперечном магнитном поле напряженностью 1000 Э.

$$r_H = \frac{pc}{eH} \quad (\text{Масса частицы} = ?).$$

Сделав предположение о том, что это – протон, можно воспользоваться для оценки рабочим выражением для нерелятивистской области энергий

$$W(\text{эВ}) = 0,048 \cdot 10^{-3} [r_H(\text{см}) \cdot H(\text{Гс})]^2,$$

и убедиться, что энергия составляет порядка МэВ. Т.е. для того, чтобы не испытывать искажения траектории, протон должен обладать энергией, значительно ее превышающей.

Таким образом, частица не могла быть продуктом радиоактивного распада. Кроме того, Скобельцын установил, что такие частицы появляются в камере Вильсона группами, и общей плотности следов достаточно для объяснения скорости ионизации, создаваемой КЛ. Так было доказано, что КЛ являются электрически заряженными частицами и образуют в атмосфере так называемые ливни частиц. Вывод о заряженности КЛ подтвердил Якоб Клей, наблюдавший изменение их интенсивности на уровне моря во время круиза из Амстердама на Яву. При движении к экватору, где горизонтальная составляющая геомагнитного поля больше, интенсивность КЛ уменьшалась.

Итак, КЛ оказались заряженными частицами, приходящими из межпланетного пространства.

1929 г. Вальтер Боте и Кольхестер, используя только что изобретенные счетчики Гейгера-Мюллера и метод временных совпадений, незадолго до того предложенный Бруно Росси, исследовали прохождение КЛ через поглотитель и обнаружили, что энергия частиц должна быть выше 2 ГэВ. Действительно, при энергиях протонов больше 100 МэВ, удельные потери энергии на ионизацию слабо зависят от энергии и составляют

примерно $(2-3) \text{ МэВ} \cdot (\text{г} \cdot \text{см}^{-2})^{-1}$. Это позволяет по интегральной толщине поглотителя оценить энергию зарегистрированной частицы. Было показано, что эти энергии превышают единицы ГэВ.

1933 г. Бруно Росси улучшил методику эксперимента и, используя газоразрядный телескоп, увеличил толщину свинцового поглотителя. Он зарегистрировал быстрый рост интенсивности ливня на первых сантиметрах свинца, затем быстрый спад на 10 см и более плавный спад на больших толщинах. Это был так называемая теперь кривая Росси, или переходная кривая.

При распространении в веществе электронов и позитронов малой энергии, потери определяются процессом ионизации, а при высокой энергии доминируют потери на тормозное излучение. Интенсивность тормозного излучения пропорциональна квадрату атомного номера вещества среды. Радиационная длина X_0 – это длина уменьшения энергии электрона в e раз. Критическая энергия E_0 – это энергия, при которой ионизационные и тормозные потери сравниваются. Для фотонов достаточно больших энергий поглощение определяется процессом образования электрон-позитронных пар. В результате в веществе возникает лавинный процесс – нарастание числа частиц при уменьшении их энергии в последовательных актах тормозного излучения и образования пар. Теперь легко объяснить кривую Росси. Критическая энергия в воздухе $E_0^{\text{воздух}} \approx 75 \text{ МэВ}$, а в свинце $E_0^{\text{свинец}} \approx 7 \text{ МэВ}$. Поэтому β -частицы, которые в воздухе уже не могут размножаться, в свинце еще создают ливень.

Росси сделал вывод о присутствии двух компонент в составе КЛ: мягкой и жесткой. С этого года началась непрерывная регистрация интенсивности КЛ на поверхности Земли, сначала ионизационными камерами, а, затем, счетчиками Гейгера-Мюллера.

1936 г. Присуждение Виктору Гессу Нобелевской премии по физике за открытие КЛ. Двадцать четыре года потребовалось для подтверждения фундаментальной ценности сделанного им открытия. К этому времени стало ясно, что КЛ представляют собой положительно заряженные частицы очень высоких энергий.

Период исследований с 30-х до 1955 г. можно назвать эрой элементарных частиц в КЛ. В их составе были последовательно обнаружены позитроны (1932 г., Андерсон); мюоны (1937 г., Нишина, Стрит и Стивенсон), π -мезоны (1947 г.) и т.д. По мере создания мощных ускорителей, актуальная область энергий перемещалась всё выше, оставляя для детального изучения открытые в КЛ эффекты. Тем не менее, верхняя граница энергии, наблюдавшаяся в КЛ и составляющая сейчас $3 \cdot 10^{20}$ эВ, по-прежнему на порядки превосходит возможности земной физики.

Пример. При столкновении релятивистской частицы энергии E с неподвижной частицей массы M ($Mc^2 \ll E$) их полная энергия в системе центра масс, т.е. максимальная энергия, которая может пойти на рождение новых частиц при неподвижной мишени, это

$$E_{цм} \approx \sqrt{2Mc^2 \cdot E} < E.$$

Видно, что при неподвижной мишени доля энергии, используемая для рождения вторичных частиц уменьшается, как $E^{-0,5}$. При 7000 ГэВ, которые будут достигнуты на большом адронном коллайдере LHC (Церн), $E_{цм} \sim 115$ ГэВ. И только идея коллайдера позволяет увеличить $E_{цм} \approx 2\sqrt{E_1 \cdot E_2} \approx 2E$.

Итак, максимально достижимая на ускорителе в обозримом будущем энергия 14 ТэВ, т.е. $1,4 \cdot 10^{13}$ эВ.

Астрофизический аспект физики КЛ до 50-х годов оставался в тени. Бааде и Цвикки в 1934 г. предположили возможность образования КЛ во вспышках сверхновых звёзд. В 1948 г. при облучении ядерной фотоэмульсии на баллонах было установлено, что КЛ помимо протонов содержат добавку более тяжелых ядер, а Энрико Ферми в 1949 г. указал на возможность ускорения ядер до релятивистских энергий при взаимодействии с межзвёздными магнитными полями. Основной причиной малого интереса астрофизиков была угловая изотропия прихода КЛ в атмосферу. Невозможно было локализовать их источники. В 1950 - 1953 г.г. была установлена синхротронная природа большей части космического радиоизлучения, и стало ясно, что КЛ являются важным компонентом межзвездной среды (МС). Из интенсивности и энергетического спектра синхротронного излучения при заданном значении магнитного поля излучающей области можно определить плотность энергии

релятивистских электронов w_e . У Земли отношение числа электронов и протонов в составе КЛ K_e/K_p равняется примерно 1%, т.е.

$$w_p = 10^2 \cdot w_e = 10^{-12} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3}.$$

Оценка полной энергии космических лучей в Галактике из радиоастрономических данных даёт огромную величину

$$W_{кл} = 10^{60} - 10^{61} \text{ эрг} = 10^6 - 10^7 M_{\odot}.$$

1956 г. Эжен Паркер предложил теорию модуляции КЛ в межпланетном пространстве, основанную на конвекционно-диффузионной модели.

1958 г. Джеймс Ван Аллен с соавторами на спутниках «Эксплорер» -1 и -3 регистрирует высокие уровни радиации на высотах более 1000 км и объясняет это существованием пояса захваченных частиц вокруг Земли. Сергей Николаевич Вернов на первых советских спутниках открывает и исследует внешний радиационный пояс. Начинается эра внеатмосферного исследования КЛ.

1960 г. Виталий Лазаревич Гинзбург и Сергей Иванович Сыроватский предложили теорию галактического происхождения КЛ при взрывах сверхновых звезд.

1967 г. Уильям Фаулер с сотрудниками, используя облучение ядерных эмульсий, доказал присутствие в составе КЛ ядер до урана и, возможно, трансурановых элементов.

1968 г. Регистрация космического гамма – излучения высокой энергии, генерируемого КЛ в Галактике.

Последнее слово в решении проблемы происхождения КЛ далеко не сказано, поэтому во время изучения курса могут появиться новые данные, заслуживающие быть включенными в составленную хронологию.

2. Общие сведения о КЛ

Рассмотрим определения величин, используемых при описании характеристик КЛ, необходимые астрономические данные об области распространения КЛ и наблюдательные данные о КЛ.

2.1 Основные определения

Направленной интенсивностью КЛ j_i называют число частиц dK_i сорта i , проходящих через единичный элемент площади dS в единицу времени dt в единице телесного угла $d\Omega$, перпендикулярном dS , т.е.

$$j_i = \frac{dK_i}{dS \cdot dt \cdot d\Omega} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}.$$

Таким образом, для КЛ в атмосфере Земли направленная интенсивность зависит от зенитного θ и азимутального φ углов. Для $\theta = 0$ получается вертикальная интенсивность КЛ:

$$j_{\perp} = j(\theta = 0).$$

Полная или глобальная интенсивность J получается из направленной интегрированием по всем направлениям:

$$J_i = \int j_i(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}.$$

Эксперименты показали, что азимутальной зависимостью для всех компонент КЛ можно пренебречь (причина очень слабой восточно-западной асимметрии прихода будет обсуждаться в разделе 6). В тоже время, зависимость от зенитного угла, очень важна. Для вертикальной интенсивности $j(\theta = 0) \equiv j_{\perp}$ (далее значок i будет пропускаться, если в нем нет специальной необходимости) и

$$j(\Omega) = j_{\perp} \cdot \cos^n \theta,$$

где показатель степени n для i -ой компоненты зависит от толщи атмосферы x , на которой проводятся измерения, и энергии частиц E , т.е. $n = n(x, E)$.

В предположении, что поток КЛ, идущий через атмосферу, изотропный и что частицы КЛ не меняют своего направления, а изменение их интенсивности определяется только толщиной пройденного слоя, интенсивность направленного потока, идущего под углом θ на глубине x равна интенсивности вертикального потока на глубине $x/\cos \theta$, т.е.

$$j_{\theta}(x) = j_{\perp} \left(\frac{x}{\cos \theta} \right).$$

Предполагая, что космические частицы поступают на границу атмосферы Земли изотропно по направлению, в отсутствии геомагнитного экранирования и изменения направления движения частиц, можно записать

$$J(x) = 2\pi \int_0^{\pi/2} j_{\theta}(x) \sin \theta d\theta = 2\pi \int_0^{\pi/2} j_{\perp} \left(\frac{x}{\cos \theta} \right) \sin \theta d\theta .$$

Дифференцирование этого выражения по x приводит к следующему равенству:

$$2\pi j_{\perp}(x) = J(x) - xJ'(x) .$$

Это – так называемое преобразование Гросса, связывающее вертикальную и полную интенсивность. Так как для измерений КЛ на различных высотах часто используются детекторы полной интенсивности такие, как ионизационные камеры, то это соотношение применяют для вычисления из экспериментальных данных высотной зависимости вертикальной интенсивности (направленного потока).

Поток КЛ F_i определяет число частиц сорта i , пересекающих сверху вниз горизонтальную поверхность единичной площади в единицу времени. Поток, по определению, выражается через интенсивность, как

$$F_i \equiv \int j_i \cos \theta d\Omega \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1},$$

где интегрирование проводится по верхней полусфере. Для изотропного излучения поток равен

$$F_i \equiv 2\pi \int_0^{\pi/2} j_i \cos \theta \sin \theta d\theta = \pi j_i (\text{см}^2 \cdot \text{с})^{-1} .$$

Дифференциальным энергетическим спектром КЛ $D(E)$, который в литературе обычно обозначается как $dN/dE(E)$, называют интенсивность частиц в элементарном энергетическом интервале $[E, E+dE]$:

$$D(E) \equiv \frac{dN}{dE}(E) = \frac{dK}{dS d\Omega dt dE} = \frac{dj}{dE} (\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{стер} \cdot \text{МэВ})^{-1} .$$

Интегральным энергетическим спектром $J(>E)$ называется интенсивность частиц, обладающих энергией выше, чем заданная E . Интегральный спектр может быть понятным образом получен из дифференциального спектра $D(E)$:

$$J(>E) = \int_E^{\infty} \frac{dj}{dE'}(E') dE' (\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{стер})^{-1} .$$

Плотность энергии КЛ, считая их интенсивность изотропной, определяется из концентрации $n_{КЛ}(E)$ и скорости частиц v , как

$$w = \int E \cdot n(E) dE = 4\pi \int \frac{ED(E)}{v} dE .$$

В физике КЛ часто используется характеристика заряженной частицы, называемая магнитной жесткостью. По определению, магнитная жесткость пропорциональна импульсу на единицу электрического заряда

$$R = \frac{Ap_n c}{Ze} \text{ В}\cdot\text{с},$$

где Ze – полный электрический заряд частицы с атомным номером Z , $A \cdot p_n$ - её импульс (p_n - импульс на нуклон). Обычная размерность магнитной жесткости вольт·скорость света ($\text{В}\cdot\text{с}$) делает эту величину в релятивистском случае численно равной энергии, выраженной в эВ. В однородном перпендикулярном магнитном поле напряженностью H частицы движутся по винтовой траектории с ларморовским радиусом r_H , который выражается через магнитную жесткость.

$$\frac{mv^2}{r_H} = \frac{Ze}{c} v \cdot H \Rightarrow r_H = \frac{R}{H}.$$

Таким образом, в заданном поле частицы с одинаковой жесткостью будут двигаться по одинаковым траекториям. Жесткость через импульс связана с энергией понятным соотношением:

$$R = \frac{A}{Z \cdot e} \left(E_i^2 + 2 \cdot E_i \cdot m_i \cdot c^2 \right)^{1/2},$$

где E_n – энергия на нуклон.

Анизотропией КЛ для точки наблюдения называется величина

$$|\vec{\delta}| = \frac{(j_{\text{макс}} - j_{\text{мин}})}{(j_{\text{макс}} + j_{\text{мин}})},$$

где индексы *макс* и *мин* соответствуют максимальной и минимальной интенсивностям по направлениям прихода. Предполагается, что зависимость интенсивности от направления имеет один максимум (приближение локального источника), например

$$j_\theta = j_0 + j_1 \cos \theta.$$

Тогда амплитуда первой гармоники анизотропии соответствует отношению постоянной и переменной компонент интенсивности, а направление вектора совпадает с направлением максимальной интенсивности.

В теоретических работах, рассматривающих в рамках кинетической теории распространение и ускорение КЛ, часто используется функция распределения частиц в импульсном пространстве $f_i(t, \vec{r}, \vec{p})$. Приведем удобные

соотношения, связывающие функцию распределения с плотностью и интенсивностью КЛ:

$$n(t, \vec{r})dV = dV \int d^3 p f(t, \vec{r}, \vec{p})$$

$$J(t, \vec{r}, E, \zeta, \xi) = p^2 f(t, \vec{r}, \vec{p}),$$

где ξ и ζ - углы сферической системы координат в импульсном пространстве.

2.2 Общие характеристики

Общие представления о процессах, воздействующих на КЛ, т.е. на частицы, приходящие извне Солнечной системы и наблюдаемые на Земле, отражены на рис 2.1. Мы склонны приписать ответственность за ускорение КЛ определенной локальной области пространства, которая носит название локального источника. Средняя плотность КЛ в Галактике определяется коллективным вкладом отдельных источников. На пути от источника до Солнечной системы КЛ взаимодействуют с межзвездным веществом и полями и, потому, как будет доказано последующим, доходят к нам в трансформированном виде. Этот процесс носит название распространения КЛ.

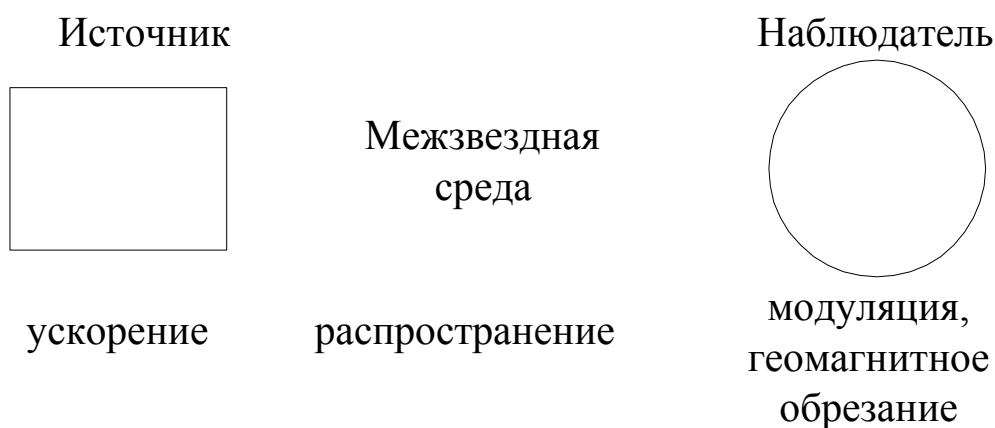


Рис. 2.1 Схема существования КЛ в Галактике

Значительным изменениям характеристики КЛ подвергаются внутри *гелиосферы* при взаимодействии с магнитными полями солнечного ветра. Это явление называется солнечной модуляцией. Геомагнитное поле, в свою очередь, искажает низкоэнергетическую область спектра проникающих к Земле

КЛ. Это – геомагнитное обрезание их энергетического спектра. И, наконец, атмосфера Земли практически полностью поглощает первичные КЛ, не пропуская их к поверхности. При поглощении первичных КЛ рождаются ливни вторичных частиц и излучения.

Конечно, рис. 2.1 не следует понимать буквально, как схему направленного движения КЛ, она лишь иллюстрирует основные этапы их эволюции, в процессе которой происходит динамическое заполнение всего объема Галактики газом ускоренных частиц с определенным пространственным распределением плотности.

2.2.1 Общие сведения о межзвездной среде

В современных представлениях о МС необходимо выделить две особенности. Это ее нестационарность и разнообразие фаз. Вещество общей массой порядка (5 – 10)% от массы галактического диска, состоящее преимущественно из водорода (90.8% по числу атомов) и гелия (9.1%), концентрируется к галактической плоскости и вдоль спиральных рукавов. Перечислим кратко характеристики основных физических состояний вещества МС.

- Горячий корональный газ – области за фронтами ударных волн от вспышек *сверхновых звезд* (СН): температура межзвездного газа $T \sim 10^6$ К, концентрация межзвездного газа $n \sim 10^{-3}$ см⁻³, коэффициент заполнения областей горячего газа (доля объема в Галактике) $f \sim 0,2-0,5$;
- Горячая межоблачная среда (так называемые области Н II ионизованного водорода) – области, окружающие *O и B звезды*, с температурой газа выше 10^4 К, достаточной для ионизации водорода, коэффициент заполнения $f \sim 0,6-0,8$;
- Теплая межоблачная среда – испаренный внешний слой перемыкающих к горячему газу облаков (Солнце находится в такой области): температура $T \sim 10^4$ К, концентрация $n \sim 10^{-1}$ см⁻³, коэффициент заполнения $f \sim 0,05-0,15$;
- Облака атомарного водорода (области Н I) – области нейтрального водорода, имеющие температуру $T \sim 100$ К, концентрацию $n \sim 40$ см⁻³ и коэффициент заполнения $f \sim 0,03$;

- Молекулярные облака – области, где молекулярный газ концентрируется в гравитационно-связанные системы с температурой $T \sim (10 - 20)$ К, концентрацией $n \sim 200 \text{ см}^{-3}$ и выше, и с характерным размером несколько десятков пк. Коэффициент заполнения молекулярных облаков составляет $f \sim 10^{-3}$.

Межзвездный газ всегда перемешан с пылевыми частицами, составляющими около 1% его массы. Космические пылинки малы по размерам, обладают неправильной формой и обычно состоят из нескольких сотен атомов.

В моделях, описывающих распространение КЛ в Галактике, мы будем использовать следующие ее характерные размеры, как области удержания. Для галактического диска зададим радиус порядка 15 кпк и эффективную толщину порядка 200 пк. Это несколько меньше реальных астрономических размеров (25 кпк, 450 пк). *Гало* КЛ имеет вид эллипсоида, распространяющегося на 10 кпк от дисковой плоскости. Солнце располагается вблизи области диска и удалено от центра Галактики примерно на 8,5 кпк. Солнце, как и другие звезды, принадлежащие диску, участвует в круговом вращении. На его орбите тангенциальная составляющая скорости составляет $220 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$, что соответствует периоду вращения около 240 млн. лет.

Радиальное распределение плотности водорода по диску Галактики воспроизводит известную астрономам структуру рукавов, его полная масса составляет, по-видимому, $M_H \sim 4 \cdot 10^{42}$ г, средняя концентрация в диске 1 см^{-3} . Напомним, что Солнце расположено между рукавами Стрельца и Персея в области Ориона, которая вероятнее всего является межрукавной туманностью. Наблюдения в радио, оптическом и ультрафиолетовом диапазоне указывают на значительные случайные движения газа в МС. Максимальный масштаб таких движений 100 пк, а средний – (5 – 7) пк, среднеквадратичная скорость – (10 – 12) $\text{км}\cdot\text{с}^{-1}$. Повторим, что основным источником нагрева межзвездного газа и макроскопических движений являются вспышки сверхновых звезд. Распределение остатков СН указывает на их преимущественно дисковое положение и коррелирует с ассоциациями *O* и *B* звезд. Частота вспышек СН в Галактике оценивается величиной $(1-3) \cdot 10^{-2} \text{ год}^{-1}$.

Распространение КЛ в Галактике согласуется с межзвездным магнитным полем (ММП). ММП в каждой точке МС можно представить, как суперпозицию регулярной и случайной компонент. Силовые линии регулярного

поля лежат в дисковой плоскости, повторяя контуры рукавов. Случайное поле, связанное с турбулентными движениями в МС, демонстрирует широкое распределение по масштабам $L_{турб}$.

Напряженность полного ММП, измеренная по интенсивности синхротронного излучения, радиально спадает в диске: от 10 мкГс в 3 кпк от центра Галактики до 4 мкГс на периферии. Локальное значение вблизи Солнечной системы составляет $6 \cdot 10^{-6}$ Гс при средней величине регулярного поля $4 \cdot 10^{-6}$ Гс. Случайная составляющая ММП на пространственном масштабе (30 – 100) пк имеет величину порядка 5 мкГс и, следовательно, даже несколько превышает регулярную, т.е. на этих масштабах справедливо выражение:

$$\frac{\sqrt{\delta H^2}}{H} \approx 1 - 1,5.$$

Магнитное поле галактического центра может достигать единиц 10^{-3} Гс и обладает осевой симметрией. Галактический диск окружен обширной областью радиогало. Наличие нетеплового радиоизлучения на высоких галактических широтах указывает на присутствие там МП. При этом регулярная составляющая напряженности спадает с удалением от диска на шкале с масштабом 1,5 кпк, а случайная составляющая в гало имеет величину, сравнимую с полем в диске, вплоть до расстояний до 10 кпк от галактической плоскости.

2.2.2 Элементный и изотопный состав

Как уже говорилось в историческом обзоре, КЛ преимущественно состоят из полностью ионизованных ядер химических элементов. Самыми распространенными в КЛ являются ядра водорода и гелия. Относительно ядерной компоненты интенсивность электронов составляет около одного процента, а интенсивность других компонент еще меньше.

Детальная информация о составе ядер тяжелее гелия в КЛ получена лишь для энергий $E_n < 300$ ГэВ на а.е.м. (атомную единицу массы). Т.к. поток КЛ резко спадает с ростом энергии (см. следующий раздел), большие энергии будут доступны только приборам следующего поколения.

Ядерный состав КЛ известен благодаря перечисленным ниже экспериментам.

- Наши знания во многом опираются на результаты эксперимента на аппарате HEAO-3 (High Energy Astronomy Observatory), запущенном в 1979 г. с энергетическим диапазоном измерений (1 – 30) ГэВ нуклон⁻¹. Необходимо отметить, что при $Z > 60$ невозможно было разрешить пики отдельных элементов, и результаты собраны для их групп, например «пик Pt» соответствует $Z = 74-80$. Прибором HEAO-3 за счет длительной экспозиции получена лучшая на сегодня статистика по зарядовому и энергетическому составу ядер.
- В 1990 г. была запущена научная обсерватория Улисс (Ulysses), на которой размещался прибор HET (High Energy Telescope), представлявший собой $\Delta E-E$ детектор на основе позиционно-чувствительных кремниевых пластин толщиной 1100 и 5000 мкм. Этот прибор продолжает передавать на Землю результаты измерений.
- В 1997 г. запущен специализированный спутник ACE (Advanced Composition Explorer). Установленный на борту прибор CRIS (Cosmic Ray Isotope Spectrometer) обладал разрешением по массе от 0,1 а.е.м. до 0,25 а.е.м. для ядер с $2 < Z < 30$ и светосилой 250 см²·стер, позволившей регистрировать ядра с энергией до 300 ГэВ· а.е.м.⁻¹.

Общепринята следующая классификация ядерной компоненты КЛ: $3 < Z < 5$ – легкие ядра, L (light) группа, Li, Be, B; $6 < Z < 9$ – средние ядра, M (middle) группа, C, N, O, F; $10 < Z < 19$ – тяжелые ядра, H (heavy) группа, Ne - K; $20 < Z < 30$ – очень тяжелые ядра, VH (very heavy) группа, Ca - Zn; $30 < Z < 90$ – сверхтяжелые ядра, VVH (very very heavy) группа, Ga - U; $90 < Z$ – супертяжелые ядра, SH (super heavy) группа.

Как доказывает присутствие тяжелых ядер в составе КЛ, ускорение не является катастрофическим процессом, способным привести к их разрушению. Результаты измерений, приведенные в табл. 2.1 и 2.2, КЛ показывают, что доля различных ядер не остается постоянной при разной энергии.

Анализ данных на рис. 2.2 позволяет выявить несколько закономерностей.

- Наибольшим относительным содержанием характеризуются хорошо упакованные ядра. Это соответствует их выходу в процессе звездного нуклеосинтеза.

- Наблюдается обогащение с фактором $10^5 - 10^6$ ядер группы L и с меньшим фактором от Sc до V.
- Уменьшено содержание ядер летучих элементов с высоким значением первого потенциала ионизации (He, O, Ne, S, Ar).
- Наблюдается обогащение отдельных изотопов некоторых элементов (^{22}Ne , ^{25}Mg , ^{54}Fe).

Эти вопросы будут подробно разобраны в следующих разделах, а пока сравнительный элементный состав КЛ и Солнечной системы представлен на рис. 2.3.

Т а б л и ц а 2.1

Соотношение групп ядер в КЛ для минимума солнечной активности и геомагнитной широты 45° ($R_{\text{обр}} = 4,5$ ГВ)

Группа	Интенсивность, ($\text{м}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стер}$) $^{-1}$	Относ. доля, %	Доля по массе, %
p	610 ± 30	86	55
α	90 ± 2	13	32
L	2 ± 0.2	1.3	13
M	5.6 ± 1.3		
H	1.4 ± 0.2		

Т а б л и ц а 2.2

Соотношение групп ядер в КЛ с максимально доступной для прямых измерений энергией 10^5 ГэВ

Группа	Энергия, ГэВ·нуклон $^{-1}$	Доля по массе, %
p	10^5	20
α	$2,5 \cdot 10^4$	36

M (C, N, O)	$7,1 \cdot 10^3$	19
H (Ne – S)	$4,2 \cdot 10^3$	12
VH (Fe)	$1,8 \cdot 10^3$	13

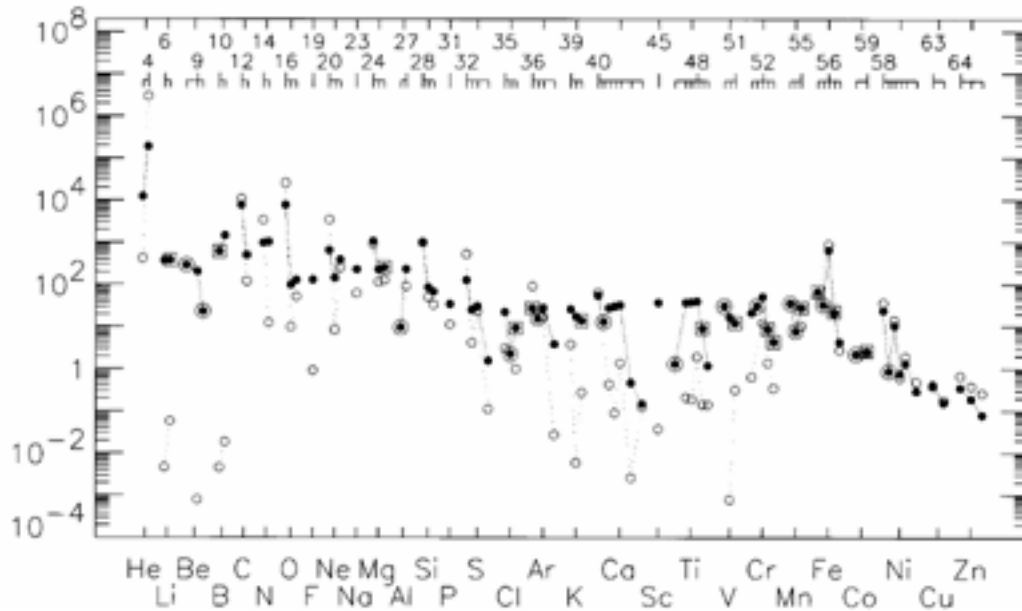


Рис. 2.2 Ядерный и изотопный состав КЛ (темные кружки) в сравнении со средней распространенностью в Солнечной системе (белые кружки). Шкала ординат построена по отношению к распространенности кремния (^{28}Si), принятой за 1000

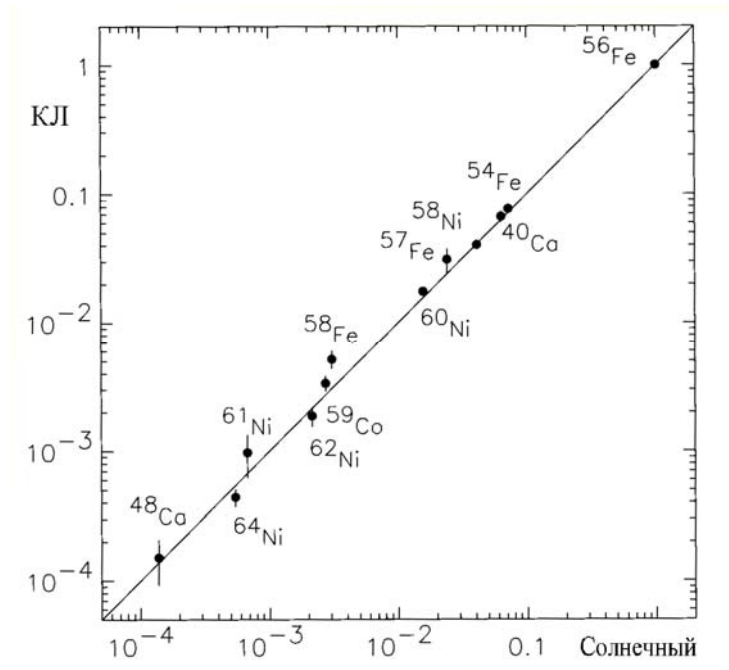


Рис. 2.3 Относительный состав изотопов тяжелых ядер КЛ по экспериментальным данным в сравнении с составом Солнечной системы (содержание ^{56}Fe принято за 1). Диагональная линия – это случай, когда источник КЛ совпал бы по составу с солнечным

2.2.3 Энергетический спектр

К настоящему времени имеются данные об энергетическом спектре отдельных ядер и их изотопов от водорода до железа вплоть до 300 ГэВ на нуклон. При более высоких энергиях спектр находят модельно из результатов по широким атмосферным ливням (ШАЛ). Наиболее значительным и интересным экспериментальным фактом является степенной по энергии вид изменения интенсивности КЛ в диапазоне от 10^{10} до 10^{21} эВ, т.е. их интегральный спектр можно представить в виде

$$J(>E) = \text{Const} \cdot E^{-\chi}, (\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{стер})^{-1},$$

а дифференциальный, соответственно,

$$D(E) = \text{Const} \cdot E^{-\chi-1}, (\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{стер} \cdot \text{МэВ})^{-1},$$

где при $10^{11} < E < 10^{15}$ эВ $\chi = 1,65$ $\text{Const} = 3,1 \cdot 10^{14}$,
 $3 \cdot 10^{15} < E < 10^{19}$ эВ $\chi = 2,2$ $\text{Const} = 10^{24}$.

В области энергий менее 10 ГэВ·нуклон⁻¹ интенсивность КЛ внутри гелиосферы зависит от уровня солнечной активности. Среднее значение интенсивности протонов за солнечный цикл можно аппроксимировать степенной зависимостью от кинетической энергии:

$$D(W) \equiv \frac{dN_p}{dW}(W) = 1,48 \cdot (0,939 + W, \text{ГэВ})^{-2,7} (\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{стер} \cdot \text{ГэВ})^{-1}.$$

Энергетические спектры протонов и α -частиц в энергетическом диапазоне прямых наблюдений приведены на рис. 2.4. Цифры у аппроксимационных кривых соответствуют толщe остаточной атмосферы, на которой проводились измерения. Очевидно подобие энергетических спектров.

Спектр космических протонов во всем диапазоне энергий, который изображен на рис. 2.5, имеет ряд особенностей, как в низко-, так и в высокоэнергичной областях. Энергии ниже ГэВ относятся к области солнечной модуляции (раздел 6), и в этом диапазоне интенсивность КЛ меняется в широких пределах под действием переменной солнечной активности. Выше

10^{15} эВ находится область высоких и сверхвысоких энергий (раздел 5), а между ними основная энергетическая область КЛ.

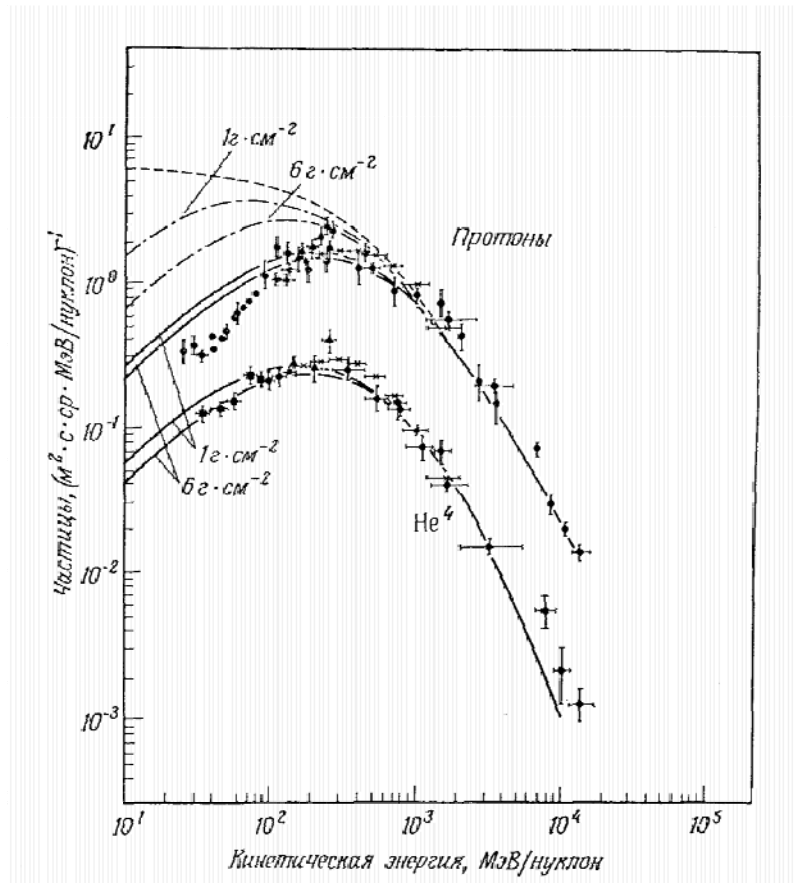


Рис.2.4 Спектры протонов и альфа частиц КЛ

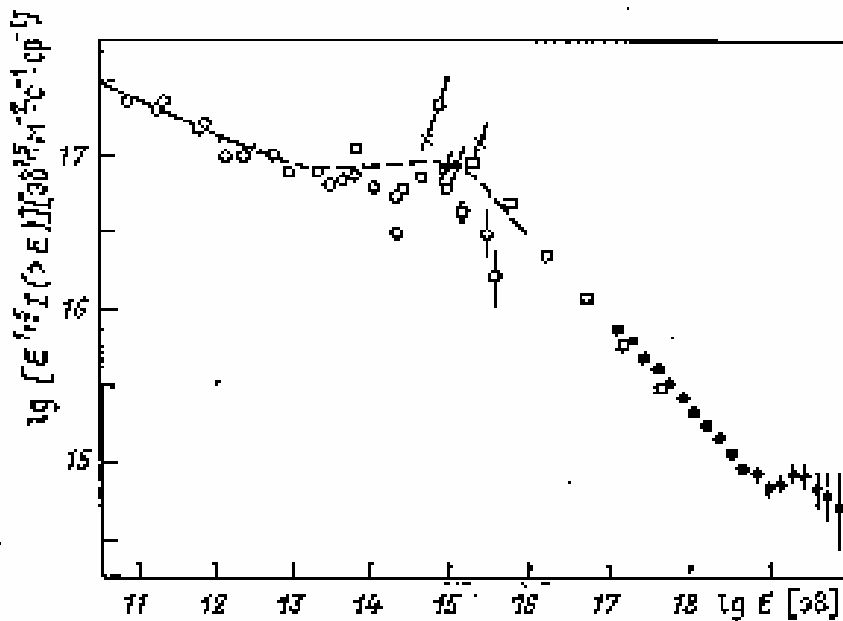


Рис. 2.5 Полный энергетический спектр КЛ

Особенность в спектре КЛ, приходящаяся на 10^{15} эВ весьма примечательна. Во-первых, при энергии КЛ больше 10^{14} эВ на нуклон их поток становится так мал, что его невозможно измерить прямыми методами. Критической величиной для измерений является произведение площади детектора на время измерения. Большие и, следовательно, тяжелые детекторы можно запускать на баллонах на срок ограниченный неделями, а детекторы длительной экспозиции, предназначенные для спутниковых экспериментов, имеют понятные ограничения на вес и размеры. В табл. 2.3 приводятся результаты прямых измерений состава КЛ при максимально достигнутой в подобных экспериментах энергии.

Особенности энергетической области КЛ, лежащей за 10^{15} эВ будут подробно рассмотрены в разделе 4. Отметим, что энергетический спектр сохранит степенную зависимость, но спадает сильнее. Показатель дифференциального спектра равен $-3,2$. Вопрос о том, связано ли это с падением эффективности ускорения КЛ или с уходом более энергичных частиц из области удержания, однозначного ответа не имеет.

Т а б л и ц а 2.3

Относительное содержание (по массе) ядер в составе КЛ при различной энергии.

A	P	α	CNO	Ne – S	Fe
E, ГэВ·нуклон ⁻¹	10 ⁵	2.5 10 ⁴	7.1 10 ³	4.2 10 ³	1.8 10 ³
Доля, %	20	36	19	12	13
E, ГэВ·нуклон ⁻¹	2.5	2.5	2.5	2.5	
Доля, %	55	32	6	7	

2.2.4 Плотность энергии

Интегральная плотность энергии КЛ формально выражается через дифференциальный энергетический спектр, как

$$w = 4\pi \int_{E_{\min}}^{\infty} \frac{E \cdot D(E)}{\nu(E)} \cdot dE, \quad (2.1)$$

или в релятивистской области энергии

$$w \cong \frac{4\pi}{c} \int_{E_{\min}}^{\infty} E \cdot D(E) \cdot dE. \quad (2.2)$$

При этом (2.2) справедливо, если значение E_{\min} превосходит 10 ГэВ. Понятно, что при известном показателе дифференциального спектра величина интеграла (2.1) будет определяться интенсивностью частиц в области вблизи порога, т.е. вкладом частиц с энергиями от десятков до сотен МэВ. Их интенсивность известна у Земли, но внутри гелиосферы она сильно искажена влиянием солнечной модуляции и в течение цикла солнечной активности меняется более, чем на порядок. С неопределенностью модельного восстановления вида межзвездного спектра КЛ, значение средней плотности КЛ в Галактике составляет

$$w \approx 10^{-12} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3} \approx 0,6 \text{ эВ} \cdot \text{см}^{-3}.$$

Эта величина по порядку совпадает с плотностью энергии галактического магнитного поля и плотностью энергии коллективных движений в межзвездной среде.

2.2.5 Анизотропия прихода КЛ

Надежные сведения о распределении КЛ по их направлению прихода из МС можно получить с помощью измерений лишь для частиц с энергиями выше

10^{11} эВ, т.к. траектории частиц меньших энергий сильно искажаются магнитным полем гелиосферы. В основной энергетической области КЛ статистически достоверный верхний предел анизотропии прихода (амплитуды первой сферической гармоники) составляет 10^{-3} . О результатах по непрямым измерениям мы поговорим при обсуждении КЛ сверхвысоких энергий.

2.2.6 Электроны и позитроны в КЛ

Электронная компонента КЛ изучена менее детально, чем ядерная. Это объясняется тем, что интенсивность электронов составляют примерно 10^{-2} от интенсивности протонов, и область энергии, в которой возможно их надежная регистрация ($E_e < 10$ ГэВ) весьма чувствительна к состоянию солнечной активности. Приблизительно экспериментальные данные об интегральном спектре электронов с энергиями от 5 до 100 ГэВ долгое время аппроксимировались функцией вида

$$J_e(>E) = 1,5 \cdot 10^{-2} (E, \text{ГэВ})^{-2} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}.$$

Это приближение хорошо согласовалось с качественными представлениями о происхождении КЛ и результатами радиоастрономических наблюдений остатков сверхновых. Действительно, при движении релятивистских электронов в постоянном магнитном поле интенсивность их синхротронного излучения имеет максимум на частоте

$$\nu = 1,2 \cdot 10^6 H_{\perp} \left(\frac{E}{m_e c^2} \right)^2 = 4,6 \cdot H_{\perp} (E, eV)^2 \text{ Гц}.$$

Если при этом энергетический спектр излучающих электронов имеет степенную зависимость от энергии с показателем $-\gamma$, то спектральный индекс радиоизлучения с частотой ν составит величину $\alpha = (\gamma - 1) / 2$. Это хорошо соответствовало наблюдаемому галактическому радиоизлучению со спектральным индексом $-0,5$. Обработка последних экспериментов показала (рис. 2.6), что более вероятным является величина показателя интегрального спектра электронов $-2,6$ с еще большим спадом интенсивности при увеличении энергии.

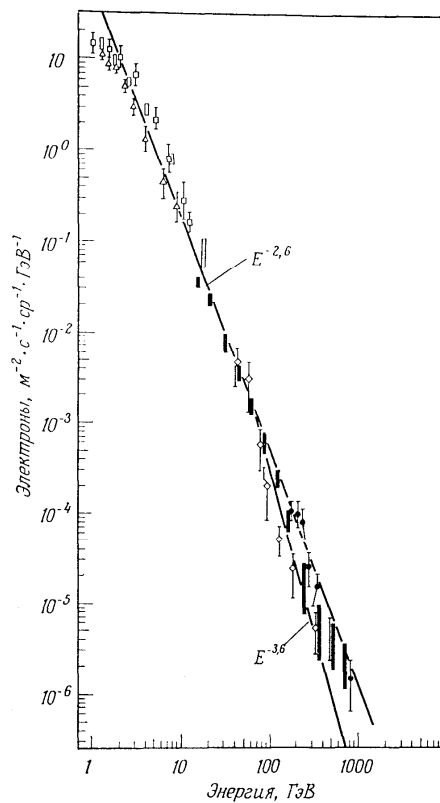


Рис. 2.6. Энергетический спектр электронов КЛ

Максимальная зарегистрированная энергия электрона в КЛ составляет примерно $2 \cdot 10^{12}$ эВ.

При энергии порядка 1 ГэВ содержание позитронов в КЛ составляет около 10% от интенсивности электронов. На рис. 2.7 приводятся результаты измерения относительного содержания позитронов для периодов максимума и минимума солнечной активности. На сегодняшний день принятой точкой зрения на происхождение позитронов КЛ является их вторичная природа, т.е. образование при взаимодействии первичных ядер при распространении в межзвездной среде.

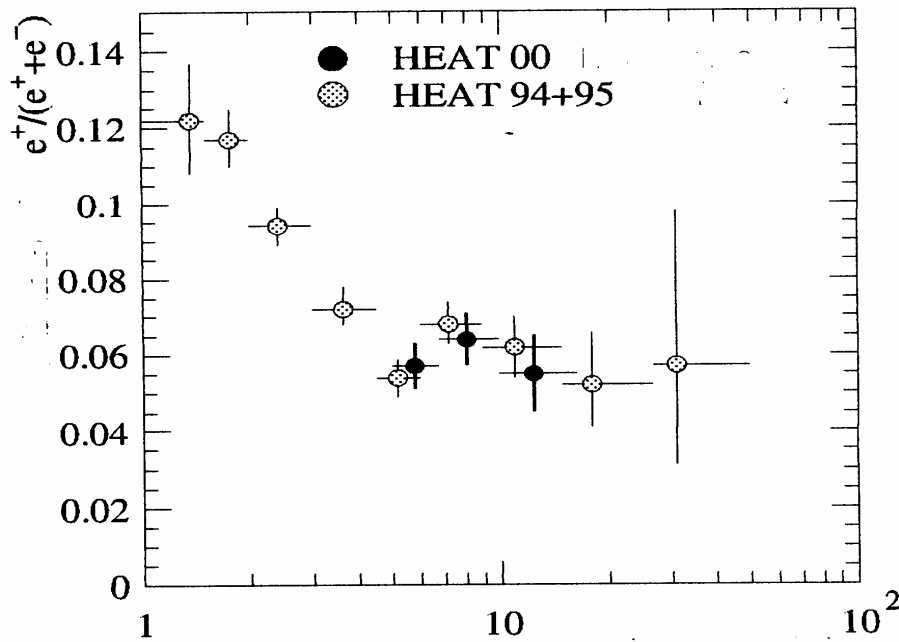


Рис. 2.7 Относительное содержание позитронов в КЛ для энергетического диапазона 1 – 20 ГэВ. Отметим отсутствие видимого роста доли позитронов с энергией.

2.3 Характер движения КЛ в Галактике

Определяющее влияние на движение КЛ в межзвездном пространстве оказывают магнитные и электрические поля. Кулоновские столкновения при плотностях МС не существенны: для нерелятивистских частиц пробег растет, как квадрат энергии. Еще менее вероятны ядерные столкновения. В тоже время, пробег для рассеяния на магнитных неоднородностях, оцененный из их спектра, значительно меньше характерных размеров области удержания вплоть до энергий 10^{17} эВ, т.е. для основной части КЛ. Характер движения ядер заданной энергии во внешнем магнитном поле зависит от соотношения между их ларморовым радиусом r_H и масштабом неоднородности магнитного поля L_H . Для всего диапазона энергий КЛ, за исключением самых малых и самых высоких энергий, случайное ММП можно считать мелкомасштабным, а регулярное поле сильным.

Высокая изотропия прихода КЛ на Землю является указанием на сложный характер их движения в межзвездной среде, связанный с рассеянием заряженных частиц на нерегулярных магнитных полях. Обсудим возможные модели описания распространения КЛ

2.3.1 Движение одиночной частицы в заданном магнитном поле

В неоднородном внешнем магнитном поле H , масштаб неоднородности которого L_H значительно больше радиуса кривизны траектории частицы r_H , движение частицы происходит в соответствии с адиабатическим инвариантом

$$\frac{p_{\perp}^2}{H} = \frac{p^2 \sin \lambda}{H} = const,$$

где p и p_{\perp} – полный и поперечный импульсы частицы, а λ – питч-угол, т.е. угол между направлением движения и магнитной силовой линии. В ультрарелятивистском случае r_H легко оценить по производной формуле:

$$r_{H, см} = \frac{\sin \lambda}{300 * Z} * \frac{E, эВ}{H, Гс}.$$

При $H \sim 3 \cdot 10^{-6}$ Гс и $E \sim 10^{10}$ эВ получим для протона $r_H \sim 10^{13}$ см \sim а. е. При этом, в неоднородном поле центр ларморовой окружности движется вдоль одной и той же силовой линии, испытывая лишь незначительный дрейф в направлении, перпендикулярном магнитному полю и его градиенту. Скорость дрейфа v_{dr} может быть оценена

$$v_{дрейф} \approx \frac{r_H}{L_H} v. \quad (2.3)$$

При этом за время прохождения пути порядка неоднородности $t = L_H / v$ частица смещается на расстояние порядка r_H . Пусть $E = 10^{10}$ эВ, $v \approx c$, $H = 3 \cdot 10^{-6}$ Э. Тогда $r_H = 10^{12} - 10^{13}$ см. В тоже время, масштаб неоднородностей магнитного поля лежит в пределах (3 - 100) пк, т.е. $10^{19} - 10^{20}$ см, и скорость дрейфа (2.3) мала ($v_{дрейф} = 10^4 - 10^5$ см·сек⁻¹). Суммарное расстояние, пройденное протоном КЛ за время жизни (10^{15} сек) составит лишь $10^{19} - 10^{20}$ см.

Теперь рассмотрим эффекты, связанные с не стационарностью, т.е. изменением магнитного поля во времени. Индуцированное электрическое поле вызовет дрейф частицы со скоростью

$$\vec{v}_{дрейф} = c \frac{[\vec{\varepsilon} \vec{H}]}{H^2}.$$

В условиях высокой проводимости МС, при которой магнитное поле заморожено в вещество, выполняется

$$\vec{\varepsilon} = - \frac{1}{c} [\vec{u} \vec{H}],$$

где u - скорость движения среды. Таким образом, скорость дрейфа как раз равна скорости параллельного перемещения связанных со средой магнитных силовых линий, и частица в процессе этого дрейфа остаётся на той же силовой линии. Такое движение, при котором дрейфом можно пренебречь, носит название адиабатического, а случай малости ларморовского радиуса по сравнению с масштабом магнитных неоднородностей, приближения ведущего центра.

2.3.2 Диффузия в нерегулярном магнитном поле

Если условие $r_H \ll L_H$ выполняется не по всей траектории и нарушается, например, в областях резкого изменения поля на фронтах ударных волн или в зонах нейтрального газа, то движение может носить характер обычной диффузии. Пусть L_0 – средний размер магнитных облаков с полем H , а L_H - расстояние между облаками. Тогда, при $r_H \ll L_0$ и концентрации облаков N_0 , эффективной длиной свободного пробега будет

$$l = \frac{1}{L_0^2 N_0} .$$

Коэффициент диффузии определяется, как

$$D_0 = \frac{v \cdot l}{3} \cong \frac{c}{3L_0^2 N_0} . \quad (2.4)$$

Рассмотренные случаи адиабатического движения и свободной диффузии являются двумя предельными случаями возможного распространения КЛ в галактическом магнитном поле. Между ними необходимо сделать выбор.

Адиабатическая модель противоречит:

- радиоастрономическим данным (разные области пространства имеют разные плотности магнитного поля);
- изотропии, наблюдаемой у Земли;
- движение КЛ нельзя рассматривать, как движение отдельных частиц в заданном магнитном поле (плотности их энергий одного порядка величины).

Представление о преимущественно случайном характере магнитного поля в гало подтверждаются:

- радиоастрономическими данными (разные плотности и уровни поляризации излучения);

- отсутствием единой скорости вращения диска и гало (отсутствие в условиях вмерзженности магнитного поля общей структуры силовых линий).

Для движения заряженных частиц в случайном магнитном поле естественно применение диффузионного приближения по аналогии с классическим броуновским движением, при этом скорость частиц v есть скорость их движения вдоль силовых линий, а эффективная длина свободного пробега l в простейшем случае есть размер квазиоднородных участков траектории. Формально это означает использование в (2.4) некоторого эффективного значения L_9 . Тогда и получаемый коэффициент диффузии D_0 имеет смысл эффективной величины и является, в известных пределах, свободным параметром.

В пользу применения диффузионного приближения для вычисления плотности, состава и анизотропии КЛ в Галактике говорят следующие соображения.

- Наличие в межзвездном пространстве магнитогидродинамических (МГД) ударных волн способствует нарушению адиабатического инварианта для КЛ. Пусть МГД волна распространяется в среде с плотностью ρ поперёк магнитного поля со скоростью u

$$u = \frac{H}{\sqrt{4\pi\rho}}.$$

Это приводит к возрастанию напряженности поля от H_1 перед фронтом до H_2 за ним. Тогда, для частиц, движущихся по окружности ($\sin\lambda = 1$), происходит приращение энергии, т.е. ускорение:

$$\Delta E = E_2 - E_1 = E_1 \left(\sqrt{\frac{H_2}{H_1}} - 1 \right), \quad (2.5)$$

где E_1 начальная энергия перед фронтом. С другой стороны, это возрастание энергии обусловлено действием индуктивного электрического поля

$$\varepsilon \approx \frac{l}{c} u H = \frac{H^2}{c \sqrt{4\pi\rho}}$$

и, следовательно, если l – смещение частицы вдоль фронта, то

$$\Delta E = e \cdot \varepsilon \cdot l. \quad (2.6)$$

Приравнивая (2.5) и (2.6), получаем

$$l = \frac{c\sqrt{4\pi\rho}}{eH^2} E \left(\sqrt{\frac{H_2}{H_1}} - 1 \right).$$

Полагая, плотность $\rho = 10^{-25}$ г·см⁻³, $H = 3 \cdot 10^{-6}$ Э, $E = 10^{10}$ эВ и $H_2/H_1 = 4$, получаем $l = 10^{17}$ см. Таким образом, МГД волны могут обеспечить эффективный перенос быстрых частиц с одной магнитной силовой линии на другую.

- Как уже отмечалось, межзвездное магнитное поле нельзя рассматривать независимо от газа удерживаемых частиц. Их давление может приводить к искривлению и, даже, разрыву магнитных силовых линий, обеспечивая перемешивание КЛ. Зная результаты исследований по удержанию горячей плазмы, следует ожидать существование плазменных неустойчивостей в среде при малом масштабе неоднородностей, причем, характерный масштаб возмущений будет порядка радиуса кривизны траектории частиц.
- Последняя аналогия, подтверждающая диффузию, - это распространение солнечных энергичных частиц (СЭЧ). Ускоренные во вспышках ядра приходят на Землю с разных направлений, и их распространение в гелиосфере удовлетворительно описывается уравнениями диффузии (см. раздел 5).

3. Модели распространения КЛ и состав источников

Особенности состава КЛ, наблюдаемого у Земли, свидетельствуют о его значительной трансформации в ядерных взаимодействиях с межзвездной средой. Для того чтобы перейти от состава, измеренного у Земли к истинному составу источников КЛ, необходимо предложить модель их распространения в области удержания. В связи с отсутствием законченной теории, которая строго объяснила бы распространение КЛ, в качестве рабочего инструмента применяются приближенные полуэмпирические модели, включающие при этом основные физические процессы, определяющие движение релятивистских частиц в непрозрачной среде с неоднородными магнитными полями.

3.1 Кинетическое уравнение для частиц, движущихся в магнитном поле

Рассмотрим описание движения частиц на языке функции распределения в импульсном пространстве $f(\vec{r}, \vec{p}, t)$. Пусть частицы распространяются в среде с

собственным макроскопическим полем скоростей $\vec{u}(\vec{r})$, причем $u \ll v$. Начнем с уравнения Больцмана без источника:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} + \vec{T}(\vec{r}, t) \frac{\partial f}{\partial \vec{p}} = 0. \quad (3.1)$$

В уравнении не учитываются кулоновские столкновения и ядерные взаимодействия, а также обратное действие быстрых частиц на магнитное поле. С учетом конкретизации силы, как суммы магнитной и индуцированной электрической

$$\vec{T} = \vec{T}_e + \vec{T}_{mag} = -\frac{e}{c} [\vec{u}, \vec{H}] + \frac{e}{c} [\vec{v}, \vec{H}]. \quad (3.2)$$

При этом, в напряженности электрического поля

$$\vec{\varepsilon} = \vec{\varepsilon}^* - \frac{I}{c} [\vec{u}, \vec{H}]$$

мы пренебрегаем величиной ε^* , характеризующей электрическое поле собственных колебаний в плазме. Пренебрежение этим полем означает, что магнитное поле в системе движущейся среды считается статическим, и его не стационарность в системе наблюдателя вызвана переносом неоднородного магнитного поля, т.е.

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r} - \vec{u}t).$$

В результате подстановки (3.2) в уравнение (3.1), оно приобретает операторный вид

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} - \vec{H} \hat{P} f = 0, \quad (3.3)$$

где $\hat{P} = \frac{e}{c} \left[\vec{v} - \vec{u}, \frac{\partial}{\partial \vec{p}} \right]$ - оператор изменения импульса. Рассмотрим представление магнитного поля в виде суперпозиции регулярного и стохастического (случайного):

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}_0(\vec{r}) + \vec{H}_{st}(\vec{r}, t).$$

Ограничимся типичным для распространения КЛ в диске Галактики случаем мелкомасштабного случайного и сильного регулярного магнитного поля. Для получения теоретических значений распределения плотности частиц КЛ в пространстве, позволяющих сравнить их с результатами экспериментов, необходимо выполнить усреднение уравнения (3.3) по случайному полю, т.е.

получить выражение для функции $F(\vec{r}, \vec{p}, t) = \langle f(\vec{r}, \vec{p}, t) \rangle$. В качестве масштаба усреднения будет использована корреляционная длина L_H , соответствующая масштабу магнитной неоднородности области распространения. Для усреднения требуется, чтобы $\frac{cp}{eH_0} \ll L_H$, т.е. эффективное рассеяние частицы с заданным ларморовским радиусом.

Усреднение впервые выполнено А.З. Долгиновым и И.Н. Топтыгиным в 1966 г. и приводит к результату:

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial F}{\partial \vec{r}} = \vec{H}_0 \widehat{P} F + \eta L_H \langle H_{st}^2 \rangle \widehat{P} |\vec{v} - \vec{u}|^{-1} \widehat{P} F \quad (3.4)$$

относительно функции $F(\vec{r}, \vec{p}, t) = \langle f(\vec{r}, \vec{p}, t) \rangle_{H_{st}}$. Здесь присутствует числовой множитель

$$\eta = \frac{\pi^{1/2} \Gamma\left(\frac{\nu}{2}\right)}{6 \Gamma\left(\frac{\nu}{2} - \frac{1}{2}\right)},$$

в котором ν – показатель частотного спектра магнитных неоднородностей среды. Аналитическое решение для кинетического уравнения (3.4) получить не удастся, но для широкого класса задач оказывается возможным его упростить. Если считать, что большие размеры рассматриваемой области удержания КЛ способствуют их сильному рассеянию, проявляющемуся в изотропии по направлениям распространения, то это соответствует диффузному приближению распространения, и средняя функция распределения выражается через концентрацию частиц в фазовом пространстве и плотность потока с заданным направлением импульса:

$$F(\vec{r}, \vec{p}, t) = \frac{1}{4\pi} \left[N(\vec{r}, p, t) + \frac{3}{v^2} \vec{v} \vec{J}(\vec{r}, p, t) \right]. \quad (3.5)$$

Это есть первые два члена разложения функции распределения по полиномам Лежандра от питч-угла, т.е. от угла между направлением скорости и магнитного поля. Подставив (3.5) в (3.4), разложив коэффициенты при концентрации и потоке в ряд по u/v , отбросив слагаемые порядка $(u/v)^3$ и u^2/v^3 и выделив группы слагаемых, не зависящих от $\frac{\vec{p}}{p}$ и пропорциональных $\frac{\vec{p}}{p}$, получим два уравнения:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N}{\partial t} + \vec{\nabla} \bar{J} = \frac{u^2}{9D_0} \left[p^2 \frac{\partial^2 N}{\partial p^2} + \left(1 + \frac{v^2}{c^2}\right) p \frac{\partial N}{\partial p} \right] + \frac{1}{3D_0} \bar{u} \left(p \frac{\partial \bar{J}}{\partial p} + \frac{v^2}{c^2} \bar{J} \right) + \frac{1}{R_0 v} [\bar{u}, \bar{h}_0] \cdot \left(p \frac{\partial \bar{J}}{\partial p} + \frac{v^2}{c^2} \bar{J} \right) \\ \bar{J} + \frac{\Lambda}{R_0} [\bar{h}_0, \bar{J}] = -D_0 \vec{\nabla} N - \frac{p}{3} \frac{\partial N}{\partial p} \left(\bar{u} + \frac{\Lambda}{R_0} [\bar{h}_0, \bar{u}] \right) - \frac{\Lambda}{v} \frac{\partial \bar{J}}{\partial t}. \end{aligned} \quad (3.6)$$

Здесь использованы обозначения:

$$\bar{h}_0 = \frac{\bar{H}_0}{H_0}, R_0 = \frac{cp}{eH_0}, D_0 = \frac{1}{3} v \Lambda(\vec{r}, p), \Lambda(\vec{r}, p) = \frac{c^2 p^2}{2\eta e^2 L_H \langle H_{st}^2 \rangle}.$$

В уравнении для потока последним слагаемым при $t \gg \frac{\Lambda}{v}$ можно пренебречь.

Введем систему координат с осями, направленными по ортам

$$\vec{n}_1 = [\bar{u}, \bar{h}_0], \quad \vec{n}_2 = [\bar{h}_0, \vec{n}_1], \quad \vec{n}_3 = \vec{h}_0.$$

Тогда уравнение для потока можно записать в компактной форме:

$$J_\alpha = -D_{\alpha\beta} \nabla_\beta N - u_\alpha \frac{p}{3} \frac{\partial N}{\partial p}. \quad (3.7)$$

Компоненты тензора диффузии выражаются в виде

$$D_{11} = D_{22} = \frac{D_0 R_0^2}{R_0^2 + \Lambda^2}, D_{33} = D_0, D_{12} = -D_{21} = \frac{D_0 \Lambda R_0}{R_0^2 + \Lambda^2}.$$

В выражении (3.7) первое слагаемое представляет собой диффузионный поток в градиенте концентрации, причем заметим, что в отсутствие регулярного поля диффузия становится изотропной. Второе слагаемое описывает конвекционный ток, возникающий из-за движения магнитных неоднородностей.

Подставляя (3.7) в первое уравнение из (3.6), находим окончательное выражение для плотности частиц в фазовом пространстве:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \nabla_\alpha D_{\alpha\beta} \nabla_\beta N - \bar{u} \vec{\nabla} N + \frac{p}{3} \frac{\partial N}{\partial p} \vec{\nabla} \bar{u}. \quad (3.8)$$

В правой части уравнения первое слагаемое описывает диффузию частиц в анизотропной среде, второе слагаемое – конвекцию из-за движения рассеивающих магнитных неоднородностей, и последнее слагаемое определяет изменение энергии частиц, взаимодействующих с движущейся средой.

Если вместо плотности в фазовом пространстве перейти к дифференциальной по энергии плотности $N(\vec{r}, E, t)$, то выражение (3.8) преобразуется

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \nabla_{\alpha} D_{\alpha\beta} \nabla_{\beta} N - \vec{\nabla}(\vec{u}N) + \frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial E} (\Pi E N) \vec{\nabla} \vec{u}, \quad (3.9)$$

где $\Pi = \frac{E + 2mc^2}{E + mc^2}$.

3.2 Уравнение диффузии КЛ в межзвёздной среде

Высокая степень изотропии КЛ и относительно большое число вторичных ядер в их составе указывают на сложный характер блужданий частиц высоких энергий в Галактике. В связи с недостаточностью наших знаний о МС, создание законченной теории движения КЛ пока невозможно и ее заменяют рабочими полуэмпирическими моделями. Чаще всего распространение КЛ рассматривают в рамках диффузионного приближения. В отличие от выражения (3.9), это приближение не учитывает конвективного переноса частиц, а изменение энергии частиц в процессе распространения сводит только к распределенным потерям на взаимодействие со средой. Обычная цель моделирования – восстановить исходный ядерный состав КЛ при выходе из источников, трансформированный при фрагментации ядер в процессе распространения. Поэтому уравнения включают функцию источника КЛ и слагаемые, учитывающие влияние ядерных столкновений. Это позволяет объединить описание распространения и изменения ядерного состава КЛ в диапазоне, соответствующем энергии прямых измерений.

Будем считать, что ускорение частиц происходит в локальных источниках и отсутствует в МС. Мощность источников характеризуется функцией $q_i(t, \mathbf{r}, E_n)$, где E_n – энергия на нуклон, величина, приблизительно сохраняющаяся в ядерных реакциях фрагментации при высоких энергиях. Общее уравнение переноса диффузионного типа относительно концентрации ядер КЛ $N_i(t, \mathbf{r}, E_n)$ в отсутствии крупномасштабных движений МС имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_i}{\partial t} - \nabla(\hat{D}_{0i} \nabla N_i) + \frac{\partial}{\partial E_n} (b_i N_i) + n v_i \sigma_i N_i + \frac{1}{\tau_i} N_i = \\ q_i + \sum_{i>j} n v_j \sigma_{ij} N_j + \sum_{i>j} \frac{1}{\tau_{ij}} N_j \end{aligned} \quad (3.10)$$

Здесь $\hat{D}_{0i}(\vec{r}, E_n)$ – тензор диффузии. $b_i(\vec{r}, E_n)$ – непрерывные потери энергии, в частности, ионизационные потери, такие что изменение энергии отдельного ядра в единицу времени $dE_n/dt = b_i$, σ_i и σ_{ij} – сечение неупругого взаимодействия ядра сорта i и сечение фрагментации более тяжелого ядра сорта j в ядро сорта i , τ_i и τ_{ij} – время жизни ядра сорта i относительно распада и распада в ядро сорта j , соответственно. Полезно сравнить уравнение (3.10) с выражением (3.9).

Перейдем к анализу общего вида уравнения (3.10) и его упрощению.

1. Данные по наведенной космическими лучами радиоактивности в исследованных метеоритах и образцах лунного грунта свидетельствуют, что интенсивность КЛ у Земли с неопределенностью порядка фактора 2 в среднем оставалась такой же, как сейчас, на протяжении нескольких последних миллионов лет. Это дает основание считать картину распространения стационарной и пренебречь явной зависимостью концентрации от времени. Вопрос о наблюдаемых вариациях интенсивности КЛ во времени будет рассмотрен в разделе 5.
2. Важное упрощение уравнения – возможность пренебречь при релятивистских энергиях распределенными потерями энергии по сравнению с катастрофическими потерями при ядерных взаимодействиях, т.е. считать, что $b_i \rightarrow 0$.
3. Будем считать, что в рассматриваемой области энергий сечения ядерных процессов уже слабо зависят от энергии и стремятся к своим геометрическим значениям, т.е. σ_i и $\sigma_{ij} = \text{const}|_E$.
4. Представим функцию источников в следующем виде:

$$q_i(E, \vec{r}) = g_i \cdot \chi(E, \vec{r}),$$

т.е. будем считать, что КЛ генерируются ансамблем источников, обеспечивающих одинаковый элементный состав и энергетический спектр ядер и имеющих определенное пространственное распределение.

5. Поскольку пока плохо известны пространственная структура межзвездной среды и конкретный механизм распространения КЛ, в расчетах обычно используется скалярное значение коэффициента диффузии не зависящее от энергии, причем D_0 рассматривается в качестве параметра модели.

Основное уравнение диффузии КЛ после предложенных упрощений принимает вид:

$$-\nabla(D_0\nabla N_i) + nc\sigma_i N_i + \frac{1}{\tau_i} N_i = g_i\chi + \sum_{i>j} nc\sigma_{ij}N_j + \sum_{i>j} \frac{1}{\tau_{ij}} N_j, \quad (3.11)$$

где N_i , χ и D_0 есть функции координаты точки наблюдения, т.е. $\mathbf{r} = \mathbf{r}(x, y, z)$.

3.2.1 Схема решения уравнения диффузии для стабильных ядер

В составе КЛ имеются стабильные ядра, не связанные своим происхождением с распадом более тяжелых ядер. Для них уравнение (3.11) сводится к виду

$$-\nabla(D_0\nabla N_i) + nc\sigma_i N_i = g_i\chi + \sum_{i>j} nc\sigma_{ij}N_j. \quad (3.12)$$

Ищем решение (3.12) в форме интеграла от произведения функций

$$N_i(\vec{r}) = \int_0^{\infty} H_i(x)G(\vec{r}, x)dx,$$

причем функция Грина $G(\vec{r}, x)$ удовлетворяет уравнению

$$nc \frac{\partial G}{\partial x} - \nabla(D_0\nabla G) = \chi\delta(x) \quad (3.13)$$

и $G = 0$ при $x < 0$.

Функция $H_i(x)$, как можно проверить прямой подстановкой определения $N_i(\vec{r})$ в (3.12), выражается рекуррентным образом

$$\frac{dH_i}{dx} = -\sigma_i H_i + \sum_{i>j} \sigma_{ij} H_j + g_i\delta(x) \quad (3.14)$$

и $H_i = 0$ при $x < 0$.

Функция $\delta(x)$ определяет граничные условия задачи. Таким образом, мы можем рассматривать общее для всех ядер КЛ распространение и специфическую фрагментацию отдельно. Функция $G(\vec{r}, x)$ имеет физический смысл распределения ядер по пробегам без учета фрагментации. Решение зацепляющейся системы уравнений (3.14) ищем в виде

$$H_i = \sum_{k=l}^i a_{ik} e^{-\sigma_k x}. \quad (3.15)$$

Значения коэффициентов a_{ik} линейно зависят от парциальной мощности источников и определяются рекуррентными соотношениями:

$$a_{il} = \frac{\sum_{k=l}^{i-1} a_{ik} a_{kl}}{\sigma_i - \sigma_l} \quad \text{при } 1 \leq l \leq i-1.$$

$$a_{ii} = g_i - \sum_{j=1}^{i-1} a_{ij}$$

Теперь из (3.14) и (3.15) получаем

$$N_i(\vec{r}) = \sum_{k=l}^i a_{ik} F_k(\vec{r}), \quad \text{где } F_k(\vec{r}) = \int_0^{\infty} G(\vec{r}, x) \cdot \exp(-\sigma_k \cdot x) \cdot dx,$$

т.е. задача свелась к нахождению функций $F_k(\vec{r})$. Умножим выражение (3.13) почленно на $\exp(-\sigma_k \cdot x)$ и проинтегрируем по переменной x . Получим

$$-\nabla(D_0 \nabla F_k) + n\sigma_k F_k = \chi,$$

выражение, формально совпадающее с уравнением (3.12) для самых тяжелых ядер, не имеющих добавки от фрагментации. Таким образом, задача свелась к нахождению F_k и, затем, N_i .

На самом деле нас интересуют величины, позволяющие по наблюдаемым у Земли относительным концентрациям элементов вычислять состав ядер в источниках КЛ, т.е.

$$g_i = \sum_{k=1}^i \frac{1}{F_k} \sum_{l=1}^k a_{ikl} N_l,$$

где коэффициенты a_{ikl} связаны с полученными выше рекуррентными коэффициентами соотношением $a_{ik} = \sum_{l=1}^{l=k} a_{ikl} g_l$.

Конкретный вид решения зависит от исходной астрофизической модели, задающей пространственное распределение источников и геометрию области распространения КЛ. Воспользуемся известным из литературы решением для простейшей модели Галактики, в которой она описывается цилиндром с радиусом 15 кпк и высотой $2h_2$. Источники КЛ концентрируются в области диска Галактики с толщиной $2h_0$ ($h_0 = 100$ пк). Плотность газа внутри диска равна 1 см^{-3} , а вне диска пренебрежимо мала. При этом коэффициенты диффузии в гало и диске D_2 и D_0 считаются существенно разными. На границе гало и диска непрерывны концентрации и диффузионные потоки КЛ. На границе гало частицы свободно выходят в межгалактическое пространство. Для

этой трехмерной диффузионной модели была вычислена функция распределения частиц по пробегам. Она приводится на рис. 3.1.

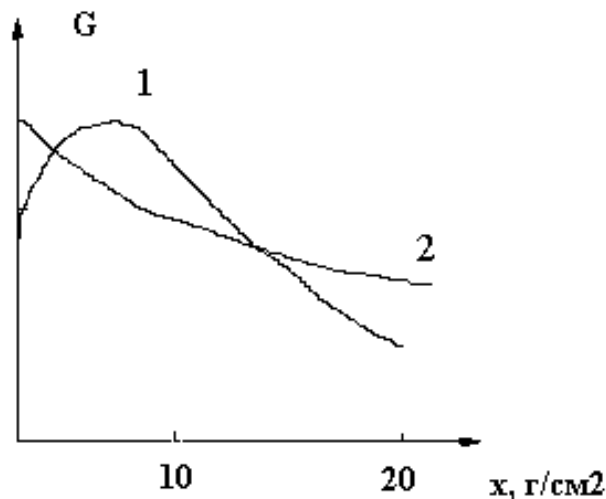


Рисунок 3.1. График функции распределения КЛ по пробегам для двух предположений о распределении источников: 1 – в центре Галактики, 2 – равномерно распределены в диске

Физический смысл функции $G(\vec{r}, x)$ становится очевидным, если записать уравнение (3.15) для ядер одного сорта:

$$N(\vec{r}) = g \int_0^{\infty} G(\vec{r}, x) \cdot e^{-\sigma x} dx.$$

$G(\vec{r}, x)$ выражает долю ядер, которые в точке \vec{r} прошли без учета фрагментации толщ x , т.е. это функция распределения ядер по пробегам. Задание этой функции определяет решение задачи о восстановлении относительного ядерного состава источника КЛ по их соотношению, наблюдаемому у Земли.

3.2.2 Однородная модель распространения КЛ в Галактике

Однородная модель, называемая в англоязычной литературе leaky-box model, является распространенным инструментом для вычислений ядерного состава источников КЛ. Ее основным предположением является быстрый темп диффузии КЛ в Галактике по сравнению с характерными временами изменения мощности локальных источников. При этом во всем объеме удержания КЛ

предполагается стационарное значение средней концентрации $\bar{N}_i = \text{const}(\bar{r})$. Аналогично, средними галактическими значениями характеризуются плотность вещества \bar{n} и мощность источников КЛ \bar{q}_i . В качестве параметра модели используется величина, имеющая размерность времени и определяющая длительность пребывания КЛ в Галактике T_{lb} . Система алгебраических уравнений, описывающих однородную модель, имеет вид

$$\frac{N_i}{T_{lb}} + \bar{n} \cdot \sigma_i \cdot c \cdot N_i = \bar{q}_i + \sum_{j < i} \bar{n} \cdot \sigma_{ij} \cdot c \cdot N_j. \quad (3.16)$$

Ее рекуррентное решение мы рассмотрим ниже, а сейчас выразим формальную функцию распределения по пробегам для однородной модели. Ее уравнение

$$\bar{n}c \frac{\partial G}{\partial x} - \frac{G}{T_{lb}} = \delta(x)$$

имеет простое решение $G(x) = \exp\left(-\frac{x}{\bar{n} \cdot c \cdot T_{lb}}\right)$. Таким образом, любая диффузионная модель с функцией распределения по пробегам, аппроксимируемой экспонентой, может быть сведена к соответствующей однородной модели распространения КЛ.

3.2.3 Решение для стабильных вторичных ядер

В составе КЛ есть такие стабильные ядра, которых в процессе фрагментации образуется гораздо больше, чем в источниках, т.е. для них $\bar{q}_i \approx 0$. Для таких ядер (3.16) упрощается до

$$\left(\frac{1}{T_{lb}} + \bar{n} \cdot c \cdot \sigma_i\right) N_i = \sum_{j < i} \bar{n} \cdot c \cdot \sigma_{ij} \cdot N_j$$

и, вводя параметр модели $x_{lb} = \bar{n} \cdot c \cdot T_{lb}$, можно выразить его через комбинацию относительного содержания ядер и сечений реакций:

$$x_{lb} = \left[\left(\sum_{j < i} \sigma_{ij} \frac{N_j}{N_i} \right) - \sigma_i \right]^{-1}.$$

Из анализа экспериментальных данных было получено наиболее вероятное значение $x_{lb} = (3-5) \cdot 10^{-24} \text{ см}^{-2}$, или в массовой толще примерно $x^m_{lb} = 7 \text{ Г} \cdot \text{см}^{-2}$. Это одна из важнейших интегральных характеристик КЛ. Она позволяет вычислить состав других ядер в источнике:

$$\frac{q_i}{\bar{n} \cdot c} = \left(\frac{1}{x_{lb}} + \sigma_i \right) N_i - \sum_{j < i} \sigma_{ij} N_j.$$

Необходимо отметить, что ошибки в расчетах ядерного состава источников КЛ, преимущественно связанные с неопределенностью в сечениях реакций фрагментации, сравнительно велики.

3.3 Роль атомных процессов в источниках КЛ

Ядерный состав источников, вычисленный на основе средней толщи вещества, проходимой КЛ, содержит несколько принципиальных отличий от среднего состава галактического вещества. Эти отличия указывают на зависимость процесса ускорения КЛ от атомных характеристик ускоряемых элементов. Большинство аномалий состава удается объяснить, предполагая, что инжекция атомов из нейтрального газа в режим ускорения систематическим образом зависит от их свойств. Критическим свойством, влияющим на эффективность ускорения, может служить величина первого потенциала ионизации (ППИ) ускоряемых атомов или температура перехода элемента из твердой фазы в газовую фазу, иначе называемая летучестью.

Предположение о преимуществе ускорения элементов, первыми переходящих из нейтрального в ионизованное состояние при повышении температуры среды, основано на анализе элементного обогащения солнечных энергичных частиц по сравнению с солнечной атмосферой. Эта же закономерность может быть прослежена на рисунке 3.2. На графике отложено содержание ядер в источнике КЛ относительно среднего содержания в Солнечной системе (СС), содержание водорода принято за 1. Для углерода и кислорода показан верхний предел отношения. Знак вопроса у элемента означает преобладание вторичного происхождения. Выделяются три группы элементов: с высокими ППИ (>11 эВ), низкими ППИ (<8,5 эВ) и промежуточные. Несмотря на экспериментальные погрешности, наглядно проявляется заявленная тенденция.

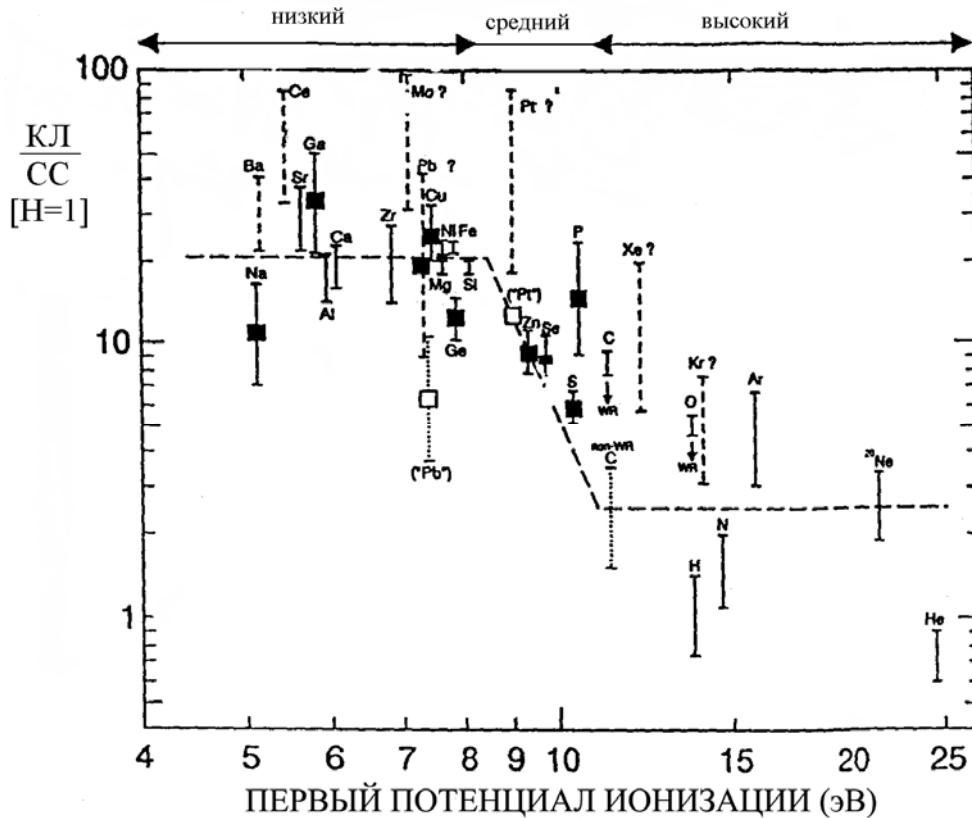


Рис. 3.2. Зависимость обогащения источника КЛ ядрами элементов от их ППИ

Однако существует альтернативная гипотеза. В предположении, что начальное ускорение атомов может происходить в составе космических пылинок, критическим параметром для вовлечения в ускорение становится летучесть элемента, точнее, его способность удерживаться в пылинке при повышении температуры. Преимущество элементов и соединений с низкой летучестью состоит в возможности ускорения в составе микро пылинок, энергия которых при ударном разрушении передается выбиваемым ядрам. ППИ и летучесть нельзя считать независимыми свойствами, как правило, они коррелируют. Металлы имеют низкий (< 8,5 эВ) ППИ, газы – высокий (> 11 эВ). Это хорошо видно на рис. 3.3. Наблюдается преимущественная отрицательная корреляция между ППИ и температурой конденсации. На графике квадратами выделены те элементы, которые не полностью соответствуют общей закономерности. Очевидно, что уточнение данных по их обилию позволит сделать выбор между двумя физическими механизмами инжекции атомов в режим ускорения.

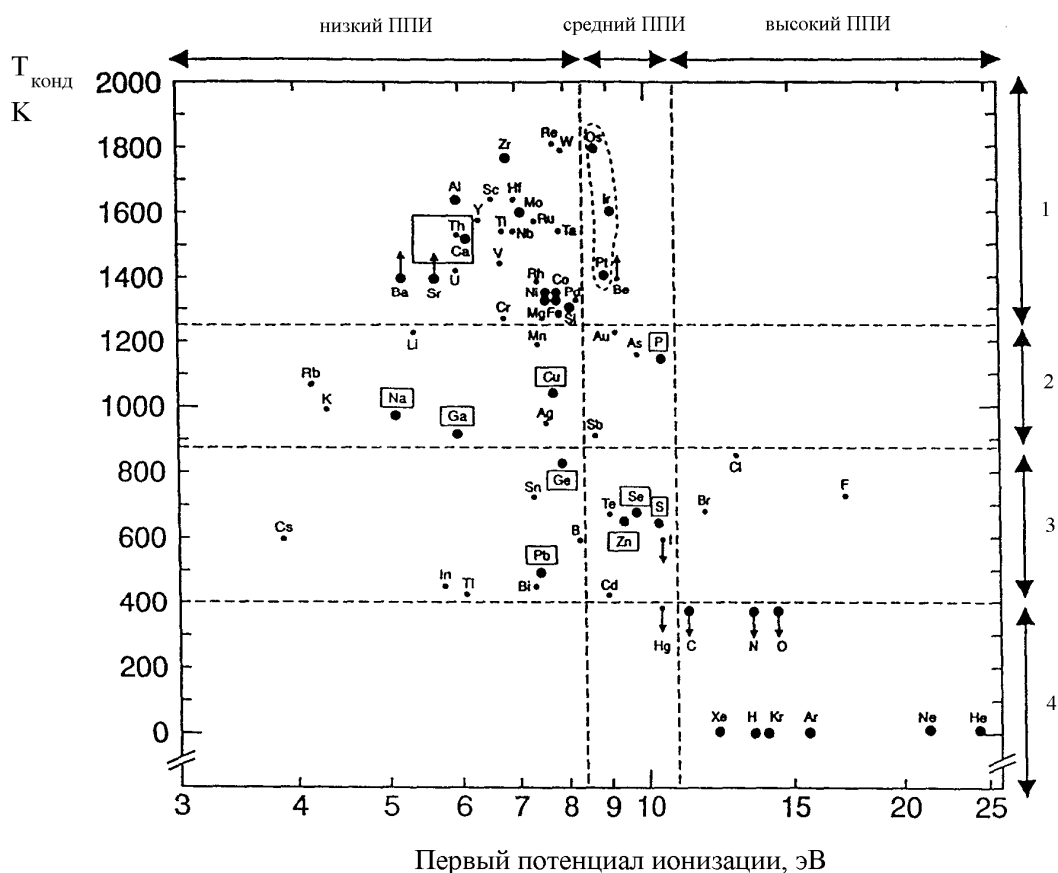


Рис. 3.3. Связь ППИ и летучести химических элементов

3.4 Состав источников КЛ

Восстановление состава источников производилось в рамках однородной модели распространения КЛ. Результаты представлены в табл. 3.1. Изотопный состав, восстановленный для источников КЛ, предположительно отражает долю продуктов нуклеосинтеза в веществе, из которого происходило ускорение. С учетом рассмотренного фракционирования элементов КЛ по атомным свойствам, изотопные сдвиги являются более характерными. Таблица показывает, что за исключением трехкратного обогащения изотопом ^{22}Ne , источники КЛ удивительно близки по составу веществу Солнца. Это же подтверждает и рис. 3.4. Отклонение положения элемента от диагонали этого рисунка означает изотопный сдвиг.

Т а б л и ц а 3.1
Изотопные отношения в источниках КЛ

и относительно их значений в веществе Солнечной системы

Изотопное отношение	Энергия, МэВ·(а.е.м.) ⁻¹	Значение в источнике КЛ	Источник КЛ к солнечному составу
¹³ C/ ¹² C	129	1,1	1,25
¹⁵ N/N	138	20	1,67
²¹ Ne/ ²⁰ Ne	168	0,05	1,0
²² Ne/ ²⁰ Ne	168	0,39	5,3
²⁵ Mg/ ²⁴ Mg	190	13,9	0,95
²⁹ Si/ ²⁸ Si	210	5,1	0,94
³⁴ S/ ³² S	220	4,4	0,75
⁵⁵ Fe/ ⁵⁶ Fe	290	5,4	0,63
⁶⁰ Ni/ ⁵⁸ Ni	309	38,2	0,91

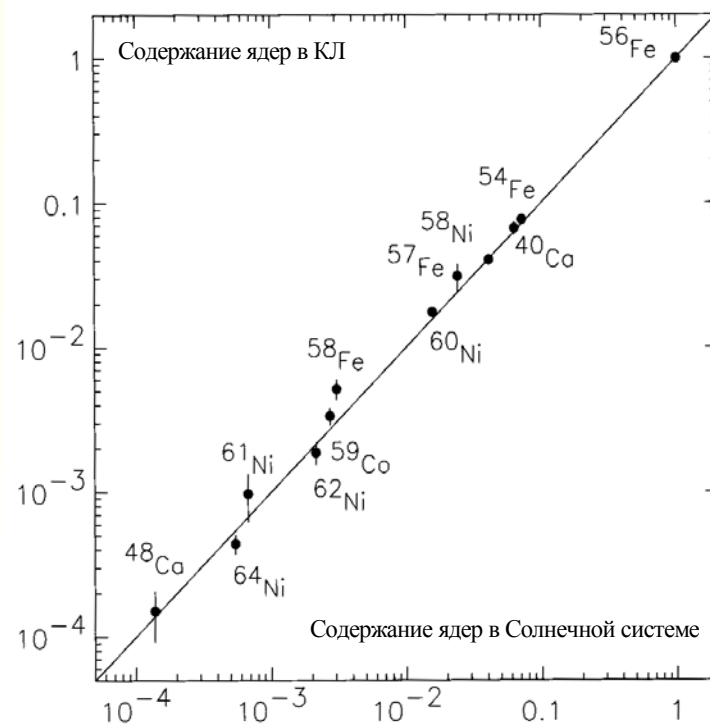


Рисунок 3.4. Относительное содержание ядер в составе КЛ и в веществе Солнечной системы (содержание приводится относительно железа ⁵⁶Fe, выбранного за единицу)

Единственным предположением, объясняющим избыток изотопа ²²Ne, является обогащение вещества источника продуктами эволюции звезд *Вольфа-Райе*. Горение гелия (He) в массивных звездах приводит к наработке ²²Ne в

цепочке $^{14}\text{N} \rightarrow ^{18}\text{O} \rightarrow ^{22}\text{Ne}$. Мощный звездный ветер выносит продукты горения в межзвездную среду. Подобные астрономические объекты ассоциируются с областями звездообразования и повышенной звездной активности. Для объяснения состава источников КЛ доля вещества звезд Вольфа-Рэя должна составлять около 20% состава МС. К сожалению, трудно оценить другие изотопные аномалии, связанные с этой гипотезой. Возникающие свободные параметры (масса звезды, мощность ветра, степень перемешивания вещества и т.д.) приводят к слишком большой неопределенности предсказания.

Длительное время основной рабочей гипотезой служило ускорение КЛ при взрывах сверхновых звезд. Помимо требуемой мощности, это предположение качественно объясняло обогащение КЛ тяжелыми элементами. Сегодняшние данные об относительном составе источников эту гипотезу не подтверждают. Контрольным экспериментом по соотношению продуктов r - и s -процессов в составе КЛ будет прямое измерение отношения ядер свинцового и плутониевого пиков ($81 \leq Z \leq 86$)/($71 \leq Z \leq 80$), которое ожидается от следующего поколения космических экспериментов.

3.5 Античастицы в КЛ

Интерес к детальному изучению античастиц в составе КЛ в начале 80-х г. прошлого века определялся двумя факторами. Во-первых, экспериментальными данными о присутствии в них антипротонов, и, во-вторых, – признанием теории великого объединения, предсказывавшей нарушение сохранения барионного заряда (числа).

К тому времени уже было экспериментально доказано отсутствие антивещества в Солнечной системе. Не было его и в Галактике, за исключением маловероятного сценария полного пространственного разделения с веществом. При этом стандартные космологические модели дают ограничение на степень превышения доли вещества над антивеществом во Вселенной. На стадии расширения после Большого Взрыва относительный избыток частиц над античастицами может возникнуть и зафиксироваться в момент нарушения термодинамического равновесия излучения и вещества, т.е. при температуре порядка 20 МэВ. Предсказываемый относительный избыток или антибарионов

$\beta = \frac{N_B - N_{\bar{B}}}{N_\gamma}$ составляет порядка $4 \cdot 10^{-11}$. Получить несимметричную Вселенную

оказывается очень сложно. В 1967 г. А.Д. Сахаров сформулировал три условия, необходимые для этого в сценариях Большого Взрыва: нарушение сохранения барионного квантового числа, нарушение CP – инвариантности (заряд – четность) и, наконец, существование стадии нарушения термодинамического равновесия. Возможность реализации двух из трех этих условий в природе пока не доказана, и регистрация первичных античастиц в составе КЛ явилось бы фундаментальным открытием в космологии. Но как доказать, что античастица действительно ускорилась из состава «антисреды», а не родилась в ядерном столкновении, подобно ядрам, наблюдаемым на ускорителях?

Действительно, существует два возможных источника античастиц в составе КЛ. Это ускорение в области локализации антивещества (первичное происхождение) и образование в составе продуктов ядерных взаимодействий КЛ при их распространении (вторичное происхождение). Равновесную интенсивность вторичных антипротонов можно рассчитать по формуле

$$\frac{dN_{\bar{p}}}{dE}(E_{\bar{p}}) = \frac{c}{4\pi} \tau_{\text{óáäðäæ}}(E_{\bar{p}}) \cdot q_{\bar{p}}(E_{\bar{p}}),$$

где $q_{\bar{p}}(E_{\bar{p}})$ – мощность генерации вторичных антипротонов. Она вычисляется по общей для всех вторичных продуктов формуле

$$q_k(E_k) = \int \frac{d\sigma_{i \rightarrow k}(E_k, E_i)}{dE_k} \frac{c \cdot \bar{n}}{m} \frac{4\pi}{c} \frac{dN_i(E_i)}{dE_i} dE_i, \quad (3.17)$$

где k обозначает сорт вторичных частиц, i относится к вызывающим реакции образования ядер КЛ, n и m – это средняя плотность и масса вещества мишени, т.е. МС. Конкретизация (3.17) для антипротонов выглядит так:

$$\frac{q_{\bar{p}}}{4\pi \cdot n} = \frac{2}{m} \int \frac{d\sigma_{p \rightarrow \bar{p}}}{dE_{\bar{p}}} \frac{dN(E_p)}{dE_p} dE_p + \frac{1}{m} \int \frac{d\sigma_{\bar{p} \rightarrow \bar{p}}}{dE_{\bar{p}}} \frac{dN(E_{\bar{p}})}{dE_{\bar{p}}} dE_{\bar{p}}. \quad (3.18)$$

Первое слагаемое в (3.18) дает скорость образования антипротонов протонами, а двойка в числителе перед интегралом учитывает канал образования антинейтронов, которые за время пренебрежимо малое по сравнению со временем жизни КЛ распадаются до антипротона. Второе слагаемое учитывает скорость рождение антипротонов меньшей энергии при взаимодействии более энергичных, и им обычно пренебрегают. Сечение рождения антипротона оценивается на основе полного сечения неупругого протон-протон взаимодействия (рис 3.5), получаемого как разность полного и упругого канала.

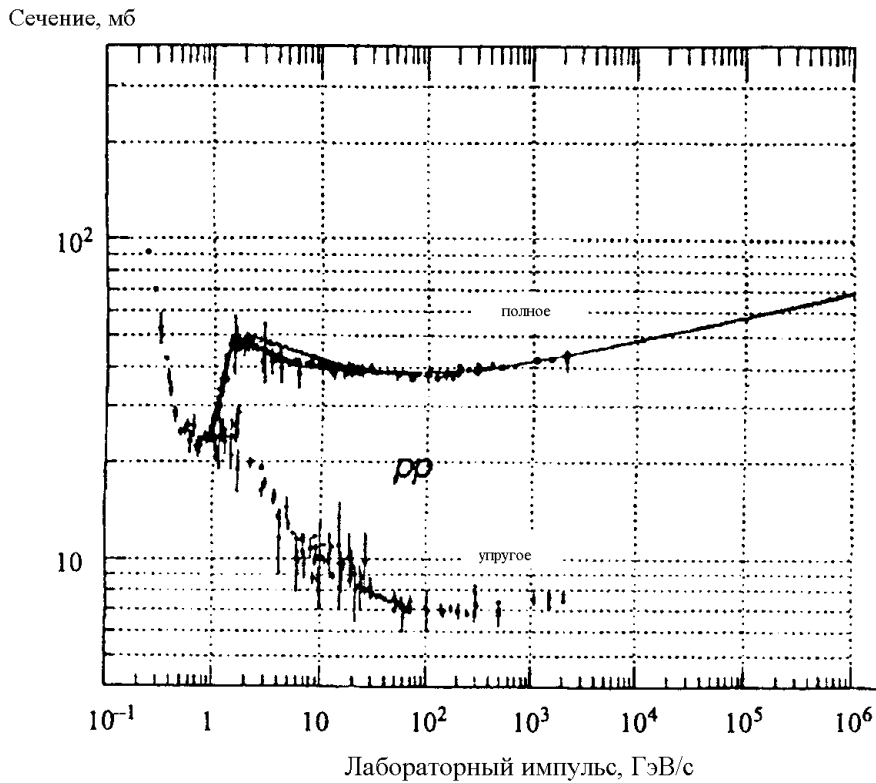


Рис. 3.5. Аппроксимация ускорительных значений полного и упругого сечения протон-протонного взаимодействия

На рис. 3.6 приводится оценочное значение вероятности рождения антипротона в неупругом протон-протон взаимодействии.

Рассмотрим сводку результатов экспериментов на рис. 3.7. Спектрометры для регистрации космических антипротонов размещают на баллонах или орбитальных космических аппаратах, их перечень дан в левом верхнем углу. Обычно приборы одновременно регистрируют и протоны, поэтому результат дается, как отношение числа антиядер к ядрам. Результаты вычислений доли вторичных антипротонов в составе КЛ даны в виде кривых для несколько отличных моделей распространения в межзвездной среде и гелиосфере. Из сравнения следует вывод о возможности объяснить наблюдаемую интенсивность антипротонов их образованием при распространении КЛ.

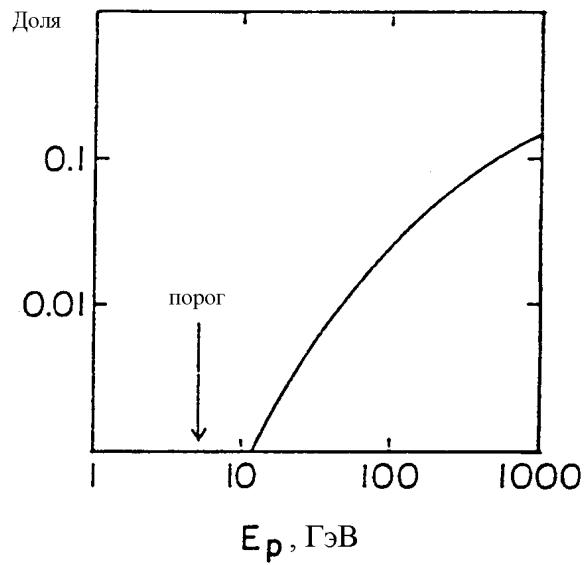


Рис. 3.6. Доля канала образования антипротонов в неупругом pp взаимодействии

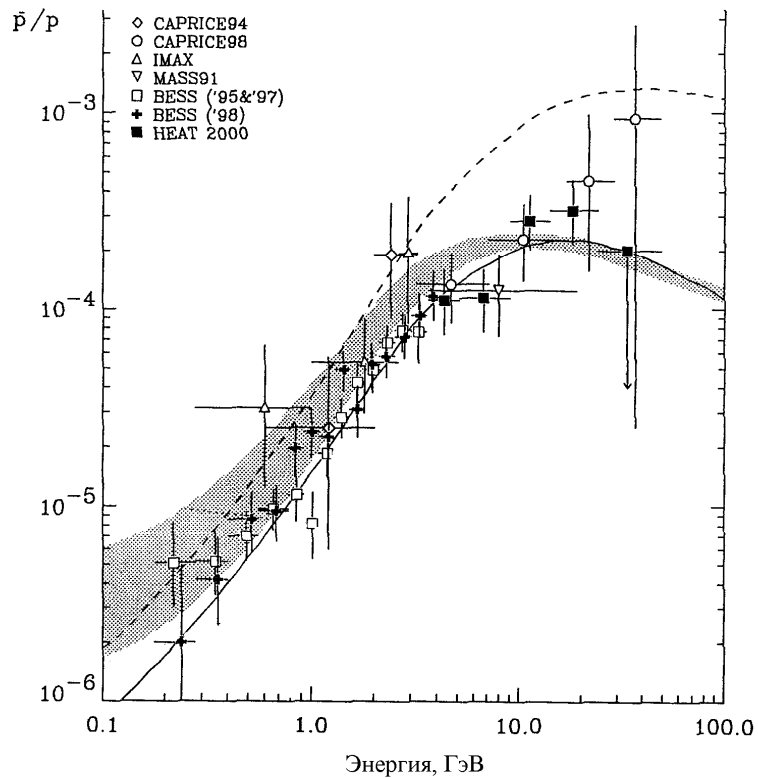
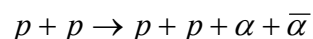


Рис. 3.7. Сравнение экспериментальных данных по относительному содержанию антипротонов в КЛ с модельными предсказаниями

Неудача с поиском первичных антипротонов привлекла внимание к регистрации ядер антигелия. Поскольку энергетический порог реакции



примерно на порядок выше порога рождения антипротонов, вероятность появления вторичных ядер антигелия в КЛ пренебрежимо мала. Сводка экспериментальных данных приводится на рис. 3.8. Виден прогресс в чувствительности аппаратуры, достигнутый за более чем сорок лет. Верхний предел на долю антигелия снизился на пять порядков. И все же достоверная регистрация хотя бы одного ядра антигелия в составе КЛ подтвердила бы существование во Вселенной пространственно изолированных областей, заполненных антивеществом, и явилась фундаментальным результатом.

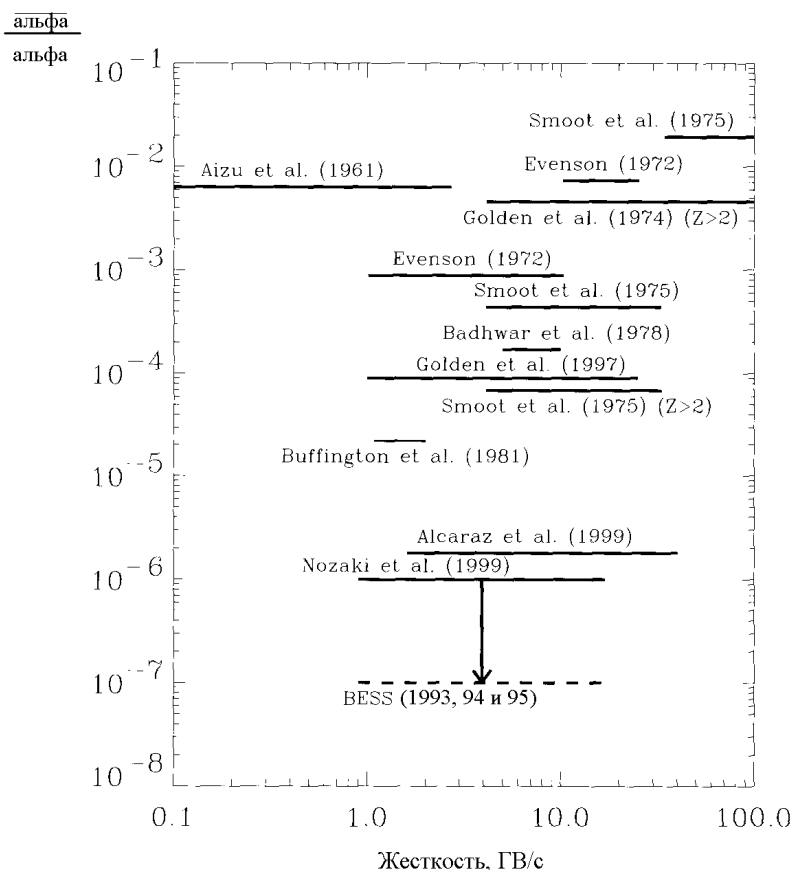


Рис. 3.8. Экспериментальный предел по относительному содержанию антигелия в КЛ

Основные надежды связаны с экспериментом AMS (Alpha Magnetic Spectrometer). Это аппаратура объемом до 10 м^3 и весом до 10 т, включающая сверхпроводящий постоянный магнит, кремниевые микрополосные детекторы, детектор полного поглощения и активную защиту от фона. Прототип детектора AMS-01 в 1998 г. совершил десятидневный полет на корабле Discovery. В 2006 г. AMS-02 планируется установить на международной космической станции (МКС).

3.6 Радиоактивные ядра и хронология КЛ

Наличие в составе КЛ радиоактивных ядер позволяет строить их хронологию. Значение времени жизни КЛ определяет оценку мощности источников, необходимой для поддержания наблюдаемой средней плотности энергии КЛ.

3.6.1 Время распространения в Галактике

Однородная модель не позволяет по концентрации стабильных ядер определить время распространения, иначе говоря, возраст КЛ в Галактике. Основным параметром модели связан со временем удержания соотношением

$$x = n \cdot c \cdot T_{lb} = 3 \cdot 10^{24} \tilde{n} \dot{t}^{-3} = 5 - 8 \text{ Г} \cdot \text{см}^{-2}.$$

Ограничим область распространения КЛ диском с $n_d = 1 \text{ см}^{-3}$, тогда

$$T_{lb} = \frac{x}{n_a \cdot c} \approx 3 \cdot 10^6 \text{ лет.}$$

Очевидно, что в случае протяженного гало с $h_z = 10 \text{ кпс}$ и $n_a = n_d \frac{h_a}{h_d} = 0,01 \text{ см}^{-3}$,

и возраст КЛ увеличится до

$$T_{lb} = \frac{x}{n_a \cdot c} \approx 3 \cdot 10^8 \text{ лет.}$$

Для определения возраста КЛ без предварительного предположения о распределении массы МС между диском и гало, используют относительное содержание в них радиоактивных ядер, период полураспада которых сравним со средним временем ухода КЛ из Галактики. Особенно удобны радиоактивные вторичные ядра, для которых не существует проблемы определения относительного содержания в источнике. Основным рабочим ядром в

выполненных экспериментах являлся долгоживущий изотоп бериллия ^{10}Be . За счет Лоренц фактора время жизни ядра с энергией на нуклон E_n возрастет до

$$t = \tau_0 \frac{E_n}{m_p \cdot c^2}, \quad (3.19)$$

где τ_0 – это время жизни покоящегося ядра, составляющее для ^{10}Be 2,2 миллиона лет. Время распространения КЛ в однородной модели вычисляется так. Запишем основное уравнение модели для радиоактивных вторичных ядер с учетом (3.19)

$$\left(\frac{1}{x} + \sigma_i + \frac{1}{\bar{n} \cdot v_i \cdot \tau_i} \right) \cdot N_i = \sum_{j < i} \sigma_{ij} \cdot N_j. \quad (3.20)$$

В вычислениях удобно использовать величину

$$f_i = \frac{N_i(\tau_i)}{N_i(\infty)},$$

где f_i – доля не распавшегося изотопа. Формально введенная концентрация $N_i(\infty)$ определяется из уравнения (3.20) в предположении стабильности ядра сорта i . Тогда получаем

$$\bar{n} = \frac{f_i}{1 - f_i} \cdot \frac{x}{(1 + \sigma_i x) v_i \tau_i}$$

и, следовательно,

$$T_{CR} = \frac{1 - f_i}{f_i} \cdot (1 + \sigma_i x) \cdot \tau_i.$$

Размер гало в уравнениях однородной модели в явном виде не фигурирует, но определяется через среднюю плотность газа, как

$$h_h = h_d \frac{n_d}{n_h},$$

что соответствует усреднению плотности газа, сосредоточенного в диске, по области с размером гало. Рассчитанная с учетом эффекта распространения доля не распавшегося изотопа приводится на рис. 3.9. сплошной линией. Экспериментальное значение, полученное аппаратурой на космическом аппарате Ulysses (Улисс)

$$\frac{^{10}\text{Be}}{^9\text{Be}}(E = 107\text{MeV}) = 0,12 \pm 0,02,$$

что дает наилучшее совпадение с расчетом для значения времени жизни КЛ в Галактике равного $(18 \pm 4) \cdot 10^6$ лет. Результаты по другим долгоживущим ядрам дают сходные значения:

$$\frac{^{26}\text{Al}}{^{27}\text{Al}} \rightarrow T = (16 \pm 3) \cdot 10^6 \text{ лет};$$

$$\frac{^{36}\text{Cl}}{^{37}\text{Cl}} \rightarrow T = (11 \pm 4) \cdot 10^6 \text{ лет}.$$

Таким образом, данные по радиоактивным ядрам в КЛ дают еще одну важнейшую среднюю характеристику – возраст КЛ, равный **15 миллионов лет**.

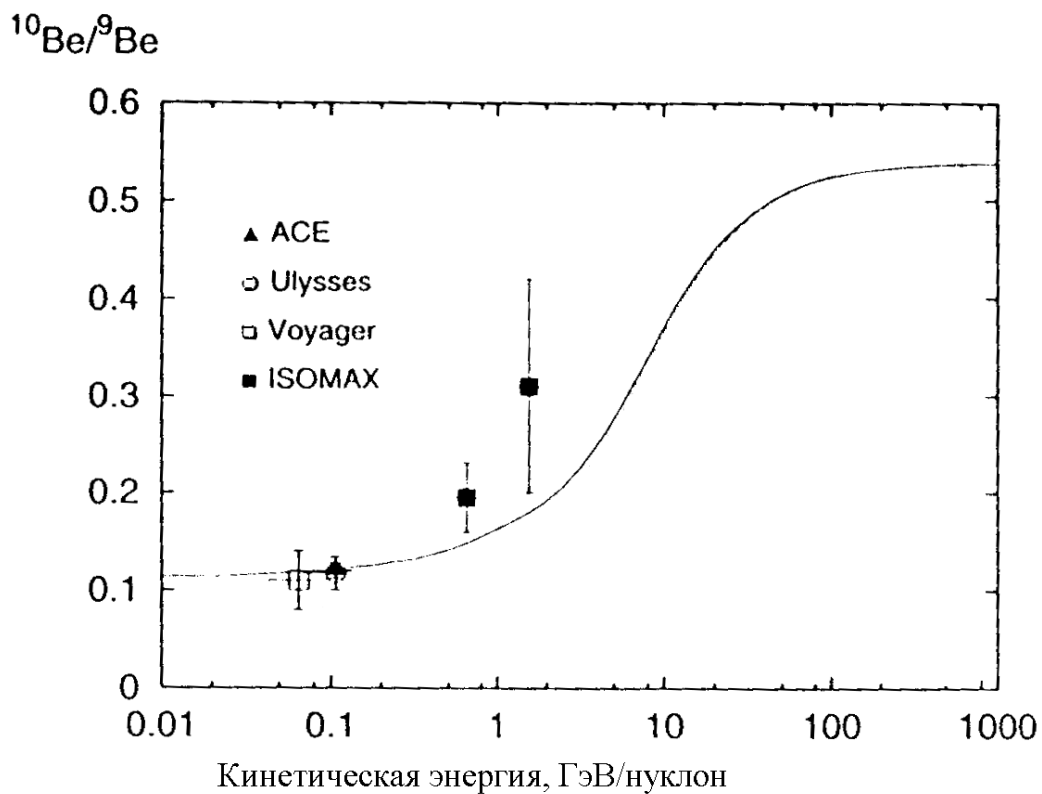


Рис. 3.9. Отношение изотопов бериллия в КЛ

Соответствующая этому возрасту в рамках однородной модели распространения средняя концентрация вещества в Галактике составляет $0,23 \text{ см}^{-3}$. В диффузионной модели вычисления гораздо сложнее, тем ни менее сопоставление позволяет получить средний коэффициент диффузии КЛ в диске, равный $D_{00} = 2 \cdot 10^{28} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$. Важным оказывается факт ограниченности доступного нам с помощью радиоактивных ядер объема Галактики.

Действительно, радиус обзора составляет $\approx \sqrt{D_{00} \cdot T_{КЛ}} \approx 3 \cdot 10^{21} \text{ см}$, т.е. 1 кпк для ^{10}Be . Это хорошо иллюстрирует рис. 3.10.

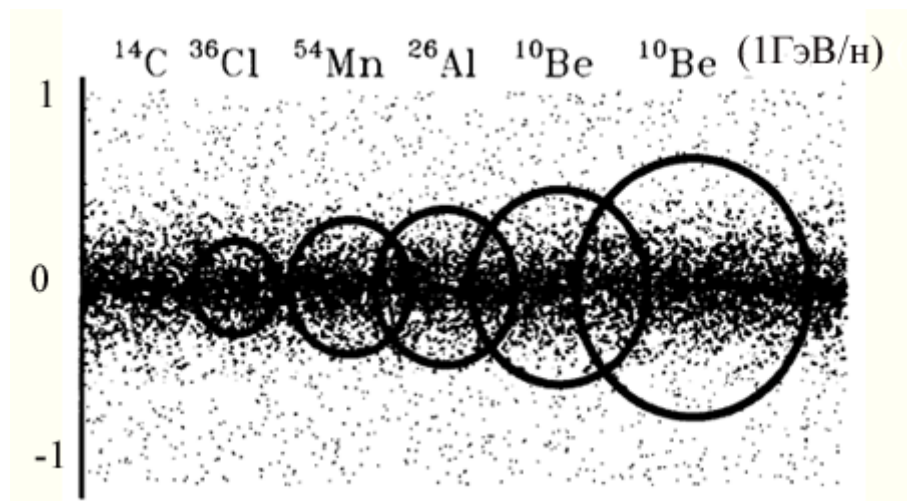


Рис. 3.10. Область распространения радиоактивных ядер не релятивистской энергии от источников, расположенных в диске Галактики. Масштаб расстояний выражен в килопарсеках. Затененность соответствует вероятности обнаружения

3.6.2 Время между нуклеосинтезом и ускорением

В составе КЛ могли бы присутствовать ядра, испытывающие К-захват электронов. Условием их обнаружения является быстрая по сравнению со временем жизни потеря электронов после рождения в звездном нуклеосинтезе. Действительно, в случае быстрого вовлечения в процесс ускорения, набора энергии более 400 МэВ/нуклон и, соответственно, полной ионизации, захват орбитального электрона делается для них невозможным, и канал радиоактивного распада закрывается. В качестве удобного хронометра был предложен ^{57}Co с периодом полураспада 270 дней. Этот изотоп не был обнаружен в составе КЛ, что противоречит ускорению КЛ на стадии вспышки СН звезд.

В эксперименте на межпланетной станции Ulysses было измерено отношение $^{59}\text{Co} / ^{56}\text{Fe} = 0.0043 \pm 0.0015$. Для ^{59}Co , образующегося при распаде ^{59}Ni с периодом полураспада 76 тысяч лет такое отношение означает катастрофически длительное время между образованием и ускорением. Вывод:

КЛ не могут ускоряться непосредственно при вспышке СН звезды, т.е. на взрывной фазе или непосредственно из вещества сброшенной оболочки.

4. Космические лучи высоких и сверхвысоких энергий

Интенсивность КЛ с увеличением их энергии уменьшается. При этом сохранение возможности их прямого наблюдения связано с увеличением полной экспозиции регистрирующей аппаратуры. Экспозиция определяется, как произведение рабочей площади детектора на его телесный угол и продолжительность измерений, т.е.

$$\text{Экспозиция} = S \cdot \Omega \cdot \Delta t .$$

Однако увеличение полной экспозиции ограничено современными техническими возможностями. Граница составляет примерно $10^3 \text{ м}^2 \cdot \text{год}^{-1} \cdot \text{стер}^{-1}$, что соответствует предельной энергии КЛ для прямых наблюдений в несколько единиц на 10^{14} эВ. Для сравнения, во внеатмосферной гамма астрономии эта пороговая энергия значительно ниже, около 10^{11} эВ (аппаратура, установленная на обсерватории Комптон, Compton Gamma Ray Observatory).

Границы диапазонов энергии КЛ, определяемой как очень высокая и сверхвысокая, условны и установлены исходя из современного состояния исследований. Обоснованием значения нижней границы около 10^{15} эВ служат два факта. Во-первых, как уже отмечено, эта энергия соответствует пределу прямых измерений потока и состава КЛ, во-вторых, пределу энергий, достижимых в экспериментах на ускорителях элементарных частиц. Фактически, это граница чистого эксперимента; интерпретация всего, что делается выше ее, требует использования модельных предположений. Два основных фактора определяют разделение энергии КЛ на очень высокие и сверхвысокие с границей в 10^{18} эВ.

Во-первых, начиная с этой энергии, протоны КЛ не могут эффективно удерживаться магнитным полем Галактики. Подставив в формулу (4.1), справедливую для релятивистских протонов, указанную энергию и оценочную величину напряженности галактического магнитного поля $H \sim 10^{-6}$ Гс,

$$r, \text{ см} = \frac{1}{300} \frac{E, \text{ эВ}}{H, \text{ Гс}} , \quad (4.1)$$

получим значение ларморовского радиуса порядка высоты галактического диска.

Во-вторых, начиная с этой энергии, меняется доминирующий механизм потерь энергии частицами КЛ. Именно область сверхвысоких энергий остается одной из самых больших загадок современной астрофизики.

4.1 Краткие сведения об элементарных частицах

Огромная энергия, которой обладают КЛ, при распространении в среде приводит к процессам глубоко неупругих взаимодействий, сопровождающимся множественным рождением элементарных частиц. Для последующего обсуждения нам потребуется кратко напомнить о современном взгляде на их систематику.

Совокупность экспериментальных фактов физики элементарных частиц и теоретического их объяснения носит названия стандартной модели элементарных частиц. Фундаментальными частицами стандартной модели являются кварки, лептоны и калибровочные бозоны. Кварки и лептоны – это фермионы со спином $\frac{1}{2}$, бозоны имеют спин 1. Фермионы служат первоосновой вещества и источниками полей, калибровочные бозоны являются квантами этих полей и переносчиками взаимодействия. Кварки и лептоны делятся на три поколения, каждое из которых содержит по две частицы. Их систематика приведена в табл. 4.1. Частицы в последующем поколении тяжелее, чем в предыдущем, при этом в каждом поколении кварки тяжелее лептонов. Всем кваркам и лептонам соответствуют антикварки и антилептоны.

Т а б л и ц а 4.1.
Элементарные частицы в стандартной модели

Лептоны и кварки
(даны тип частицы и ее масса покоя в МэВ·с⁻²)

	Электрический заряд	Поколение 1		Поколение 2		Поколение 3	
Лептоны	0	ν_e	?	ν_μ	?	ν_τ	?
	-1	e	0,511	μ	106	τ	1784
Кварки	2/3	u	5	c	1270	t	178000
	-1/3	d	8	s	175	b	4250

Калибровочные бозоны

Бозон	Взаимодействие	Электрический заряд	Масса покоя, МэВ·с ⁻²
W ⁺ , W ⁻	слабое	± 1	80200
Z ⁰		0	91200
γ, фотон	электромагнитное	0	0
g, глюон	сильное	0	0

Все лептоны и кварки участвуют в слабом взаимодействии. Поколения лептонов – это электроны, мюоны и тау-лептоны с соответствующими нейтрино. Лептоны, имеющие электрический заряд, и кварки участвуют в электромагнитном взаимодействии. В сильных взаимодействиях из фермионов участвуют только кварки. Электромагнитное взаимодействие осуществляется через обмен фотонов, сильное – через обмен глюонов, а слабое – через обмен Z⁰ (нейтральные токи) или W[±] (заряженные токи). Кварки (u – up, d – down, c – charm, s – strange, t – top, b – bottom) и глюоны обладают характеристикой, называемой цветом. Кварки бывают трех цветов. Глюонов, различающихся цветом, восемь. В сильном взаимодействии цвет кварка меняется, а тип сохраняется. Кварки не могут находиться в свободном состоянии, свойство называемое *конфайнментом*, и соединяются в бесцветные адроны, состоящие либо из трех кварков разных цветов (барионы), либо из пары кварк-антикварк (мезоны). Кварковый состав и время жизни частиц, упоминаемых в дальнейшем, приводится в табл. 4.2.

Т а б л и ц а 4.2

Характеристики основных элементарных частиц, присутствующих в ШАЛ

Частица	Кварковый состав	Масса покоя, МэВ·с ⁻²	Время жизни, с
p	uud	938,27	> 10 ⁴⁰
n	udd	939,57	887
π ⁰	$(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$	135,0	8,4·10 ⁻¹⁷
π ⁺	$u\bar{d}$	139,57	1,24·10 ⁻⁸
π ⁻	$\bar{u}d$	139,57	1,24·10 ⁻⁸

При взаимодействии частиц, включая множественное рождение вторичных, выполняются законы сохранения величин, перечисленных ниже:

- электрического заряда,
- барионного заряда,
- лептонного заряда,
- изотопического спина,
- проекции изотопического спина.

4.2 Широкие атмосферные ливни

Для косвенного измерения спектральной интенсивности КЛ при высоких ($>2 \cdot 10^{15}$ эВ) энергиях используется явление широких атмосферных ливней (ШАЛ)¹. Метод регистрации КЛ по ШАЛ основан на модельном описании трансформации состава КЛ при прохождении атмосферы и восстановлении характеристик первичной частицы по измерению интегральных характеристик вторичных частиц на поверхности Земли.

Распространение частицы высокой энергии в атмосфере может быть описано каскадным уравнением. Для нуклонов, т.е. адронов, которые можно считать стабильными относительно времени прохождения мишени, одномерное каскадное уравнение выглядит сравнительно просто:

$$\frac{\partial J_N(E, x)}{\partial x} = -\mu(E) \cdot J_N(E, x) + \int_E^\infty \mu(E') \cdot J_N(E', x) \cdot F_{NN}(E', E) \frac{dE'}{E}. \quad (4.2)$$

Изменение интенсивности нуклонов (N означает протонов плюс нейтронов) с высотой связывается с поглощением в ядерных взаимодействиях (первое слагаемое правой части) и пополнением вторичными частицами, рожденными во взаимодействиях всех нуклонов с большими энергиями (второе слагаемое правой части). Становится понятен физический смысл входящих в (4.2) величин. Массовый коэффициент поглощения нуклонов в воздухе будем считать примерно равным величине обратной пробегу протона до неупругого столкновения

$$\mu(E) \cong \frac{1}{\lambda_p(E)} = \left(\frac{m_p \cdot A}{\sigma_{tot}(E)} \right)^{-1},$$

¹ в англоязычной литературе используется сокращение Extensive Air Showers, EAS

где A – средний атомный вес воздуха 14,5, $\sigma_{tot}(E)$ в области высоких энергий составляет примерно 300 мбарн. В пределе высоких энергий считаем, что все сечения выходят на асимптотические значения, т.е. $\mu = const(E)$. Наконец, функция $F_{NN}(E', E)$ является безразмерным инклюзивным сечением для налетающего нуклона с энергией E' и выражает вероятность произвести при столкновении с ядром воздуха вторичный нуклон с энергией E . По определению

$$F_{ac}(E_a, E_c) = E_c \frac{dn_c(E_c, E_a)}{dE_c},$$

где dn_c – число вторичных частиц сорта «с», образованных в элементарном интервале энергий вблизи E_c на одно взаимодействие первичной частицы с энергией E_a – так называемая дифференциальная множественность рождения вторичных частиц.

Уравнение (4.2) справедливо пока образованием в каскаде частиц другого сорта можно пренебречь. В общем случае, потоки частиц разного вида описываются системой связанных интегро-дифференциальных уравнений, которые мы рассматривать не будем. Граничные условия для нуклонного уравнения задаются на входе в атмосферу: граничная интенсивность приравнивается дифференциальному энергетическому спектру первичных КЛ. В энергетическом диапазоне ШАЛ, он практически стационарен и не зависит от процессов распространения внутри Солнечной системы.

4.2.1 Элементарное решение для нуклонного каскада

Пробег протона до столкновения обратно пропорционален числу атомов мишени на грамм и полному сечению неупругого взаимодействия протона с воздухом. Если взять для сечения асимптотическое значение, то получается $\lambda_p \sim 80 \text{ г}\cdot\text{см}^{-2}$. Однако, измеренные в фотоэмульсиях пробеги для поглощения протонов группируются в интервале (120 – 125) $\text{г}\cdot\text{см}^{-2}$. То, что пробег до поглощения превышает пробег до взаимодействия, объясняется рождением вторичных частиц.

Перепишем уравнение распространения нуклонов прямо-вперед (4.2) в виде

$$\frac{\partial J(E, x)}{\partial x} = -\mu(E) \cdot J(E, x) + \int_E^\infty \mu(E') \cdot J(E', x) \cdot \langle n(E, E') \rangle \cdot dE', \quad (4.3)$$

где $\langle n(E', E) \rangle$ – средняя дифференциальная множественность, т.е. число вторичных нуклонов с энергией E , образуемых под действием первичного протона с энергией E' . В пределе высоких энергий считаем, что все сечения выходят на асимптотические значения, т.е. $\mu = \text{const}(E)$. Поскольку мы пренебрегаем влиянием электрического заряда на распространение нуклона, различия между протоном и нейтроном пропадают, и можно рассматривать каскад состоящим только из протонов.

Эксперименты показали, что при высоких энергиях множественное рождение протонов обладает свойством *масштабной инвариантности* (скейлинга), и можно записать:

$$n(E, E') \cdot dE' = n\left(\frac{E}{E'}\right) \cdot d\left(\frac{E}{E'}\right) = n(u) \cdot du, \quad (4.4)$$

где u носит название скейлинговой переменной.

Будем решать уравнение (4.3) методом последовательных поколений. Представим интенсивность протонов на глубине x в виде суммы, соответствующей продуктам последовательности взаимодействий первичного протона, причем каждое последующее слагаемое генерируется только предыдущим. Будем также считать для простоты, что энергия протона между взаимодействиями не меняется, что поможет обойтись без частной производной. Тогда

$$J(E, x) = \sum_{i=0}^{\infty} J_i(E, x).$$

Граничное условие запишется в виде

$$J_i(E, 0) = \begin{cases} F_0 \cdot E^{-\gamma} \\ 0 \end{cases} \quad \text{при } i = 0 \text{ и при } i \geq 1, \text{ соответственно.} \quad (4.5)$$

Запишем уравнение и его решение для нулевого поколения.

$$\frac{dJ_0(E, x)}{dx} = -\mu \cdot J_0(E, x),$$

$$J_0(E, x) = F_0 \cdot E^{-\gamma} \cdot \exp(-\mu \cdot x) = J_0(E, 0) \cdot \exp(-\mu \cdot x).$$

Уравнение для первого поколения имеет вид:

$$\frac{dJ_1(E, x)}{dx} = -\mu \cdot J_1(E, x) + \int_E^{\infty} \mu \cdot J_0(E', x) \cdot n(E', E) \cdot dE' . \quad (4.6)$$

Преобразуем интеграл, стоящий в правой части уравнения (4.6) с учетом (4.4).

$$\begin{aligned} \int_E^{\infty} \mu J_0(E', x) n(E', E) dE' &= \mu F_0 E^{-\gamma} \cdot \exp(-\mu x) \int_E^{\infty} \left(\frac{E}{E'}\right)^{\gamma} n\left(\frac{E}{E'}\right) d\left(\frac{E}{E'}\right) = \\ &= -\mu J_0(E, x) \int_0^1 u^{\gamma} n(u) du = -\mu \cdot \exp(-\mu x) \cdot J_0(E, 0) \cdot U. \end{aligned} \quad (4.7)$$

Тогда решение (4.6) имеет вид

$$J_1(E, x) = \exp(-\mu \cdot x) [J_0(E, 0) \cdot \mu \cdot x \cdot U + C]$$

и, с учетом условия (4.5),

$$J_1(E, x) = J_0(E, 0) \cdot \exp(-\mu \cdot x) \cdot \mu \cdot x \cdot U .$$

Повторим для второго поколения:

$$\frac{dJ_2(E, x)}{dx} = -\mu \cdot J_2(E, x) + \int_E^{\infty} \mu^2 \cdot x \cdot U \cdot J_0(E', 0) \cdot n(E', E) \cdot dE' .$$

Преобразуя интеграл аналогично (4.6), получаем:

$$J_2(E, x) = \exp(-\mu \cdot x) \left[J_0(E, 0) \frac{1}{2} \mu^2 \cdot x^2 \cdot U^2 + C \right] .$$

Рекуррентное значение i – го слагаемого запишется, как

$$J_i(E, x) = J_0(E, 0) \cdot \exp(-\mu \cdot x) \frac{(\mu \cdot x \cdot U)^i}{i!} .$$

Выполнив суммирование (формально по бесконечному ряду, исходя из физического смысла задачи – по первым не более чем десяти членам), получим окончательное выражение:

$$J(E, x) = J_0(E, 0) \cdot \exp(-\mu \cdot x) \sum_i \frac{(\mu \cdot x \cdot U)^i}{i!} = J_0(E, 0) \cdot \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right), \quad (4.8)$$

где $L_p = \frac{\lambda_p}{1-U}$ - пробег протона для поглощения в воздухе. Очевидно, что $L_p \geq \lambda_p$ за счет процессов рождения вторичных частиц, подпитывающих поток первичных. Формулу (4.8) иногда называют по имени Г.Т. Зацепина, опубликовавшего ее в 1956 г. При выполнении скейлинга вид энергетической зависимости интенсивности протонов на всех глубинах атмосферы сохраняется и воспроизводит первичный. Конечно, это следует рассматривать лишь как удобное приближение. Величина μ зависит от энергии, масштабная инвариантность справедлива только для определенного интервала энергий и т.д.

Калориметрические измерения, выполненные на горе Арагац (эквивалентная толща равна $700 \text{ г}\cdot\text{см}^{-2}$), показали, что дифференциальная интенсивность всех адронов (протонов, нейтронов и пионов) в энергетическом интервале (10 – 10000) ГэВ аппроксимируется функцией

$$N_a(E) = (2.9 \pm 0.4) 10^{-3} E^{-2.65 \pm 0.10} (\text{см}^2\cdot\text{с}\cdot\text{ср}\cdot\text{ГэВ})^{-1}.$$

Это экспериментальное подтверждение того, что показатель дифференциального спектра КЛ в атмосфере при высоких энергиях близок к спектру у границы атмосферы.

4.2.2 Множественные процессы в атмосфере

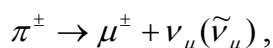
Ливень вторичных частиц от частицы КЛ высокой энергии, по составу может быть разделен на три компоненты: адронную, электромагнитную и мюонную. На качественном уровне генетическая связь компонент такова. Возникновение ливня связано с первым взаимодействием исходной частицы, т.е. протона или ядра с ядром атмосферного атома. Продуктами взаимодействия становятся адроны: нуклоны и пионы. Общая систематика нуклон-ядерных взаимодействий при релятивистских энергиях свидетельствует о том, что энергия первичного нуклона делится примерно в равных долях между лидирующей частицей, нуклонами испарения и вторичными пионами. Лидирующая частица – это нуклон, сохраняющий направление распространения исходного. Нуклоны испарения имеют близкое к изотропному угловое распределение и обеспечивают задержанное охлаждение ядра-остатка. Множественность рождения вторичных пионов определяется полной энергией, переходящей в этот канал, а соотношение частиц пионного триплета удовлетворяет законы сохранения (в частности, сохранения электрического

заряда). Нуклоны второго поколения, имеющие энергию выше порога ядерного взаимодействия, способны продолжить развитие каскада. При энергии протонов менее 500 МэВ распределенные потери энергии в среде на ионизацию и возбуждение становятся значительными и доминируют при замедлении протонов до полной остановки. Нейтроны замедляются за счет неупругих столкновений и, после перехода в тепловую область энергии, поглощаются ядрами азота или водорода.

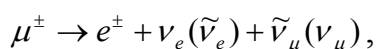
Для распадных частиц время жизни зависит от их Лоренц фактора в соотношении:

$$\tau(E) = \tau_0 \cdot \frac{E}{mc^2} = \gamma \cdot \tau_0, \quad (4.9)$$

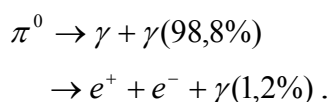
где τ_0 – время жизни для покоящейся частицы. Заряженные пионы в зависимости от энергии в соответствии с (4.9) и значениями τ_0 , приведенными в табл. 4.2, или распадаются по схеме



или успевают произвести ядерную реакцию. В первом случае они порождают мюонный каскад по схеме



во втором – подпитывают адронный каскад. Нейтральные пионы при всех реальных энергиях распадаются и поддерживают электромагнитный каскад:



Свойством электромагнитного каскада является взаимосвязь фотонной и электрон-позитронной составляющих через процессы фоторождения пар и тормозного излучения. Ясно, что развитие каскада приводит к уменьшению доли энергии отдельной частицы и, соответственно, к увеличению доли частиц в мюонной, а затем в электромагнитной компоненте.

Оценим характерную энергию пионов, необходимую для распространения в атмосфере без распада. В среде с плотностью ρ средняя толщина, проходимая частицей до распада равна

$$x_{\text{дани}} = \frac{\rho \cdot p \cdot \tau(E)}{m}. \quad (4.10)$$

С учетом выражения для приведенной высоты атмосферы $H = x/\rho$, имеющей смысл формальной высоты реальной атмосферы, приведенной к

поверхностным условиям, запишем вероятность того, что пион, рожденный на глубине x_1 с импульсом p , достигнет глубины x_2 без распада:

$$P[x_1, x_2, p(x_1)] = \exp\left[-\int_{x_1}^{x_2} \frac{b(x)}{x \cdot p(x)} dx\right],$$

где величину $b(x) = \frac{H \cdot m}{\tau}$, имеющая размерность импульса, можно назвать атмосферным импульсом для распада. Положив для грубой оценки $b, p = \text{const}(x)$, получим, что вероятность пиону не распасться определяется выражением $P \propto \left(\frac{x_1}{x_2}\right)^{b/p}$. На высоте первого взаимодействия, т.е. при $H(100 \text{ г}\cdot\text{см}^2) \approx 6,3 \text{ км}$, для заряженного пиона критическое значение импульса составляет 115 ГэВ/с. Для мюонов эта же величина составляет всего 1 ГэВ/с, и значительная доля этих частиц, образованных в атмосфере, достигает поверхности.

В эволюции ШАЛ по мере приближения к поверхности Земли доминируют электромагнитные процессы. Энергия адронного каскада через нейтральные пионы передается фотонам, а развитие электромагнитного каскада в основном обеспечивается дроблением энергии в процессах тормозного излучения лептонов и рождения электрон-позитронных пар фотонами. В этом контексте важнейшим параметром каскада является критическая толща X_0 , которую определяют как среднюю толщину, на которой энергия электрона падает в e раз, или одновременно $7/9$ длины свободного пробега фотона высокой энергии. Для воздуха $X_0 = 36,7 \text{ г}\cdot\text{см}^{-2}$. Особенности размножения в каскаде будут проиллюстрированы в следующем разделе.

Распространяющийся в атмосфере ливень высокой энергии феноменологически представляет собой заполненный частицами диск диаметром порядка километра и толщиной от метра в центре до сотни метров на периферии (см. рис. 4.1). Траектория центра диска, сохраняющая направление распространения первичной частицы КЛ, называется осью ливня. Скорость движения диска близка световой, и, соответственно, время прохождения им атмосферы составляет доли миллисекунды. На рис. 4.2 приведено распределение плотности заряженных частиц от расстояния до оси ливня, приведенное к поверхности Земли.

4.2.3 Схема Гайтлера

Простая схема, предложенная В. Гайтлером в 1944 г., иллюстрирует

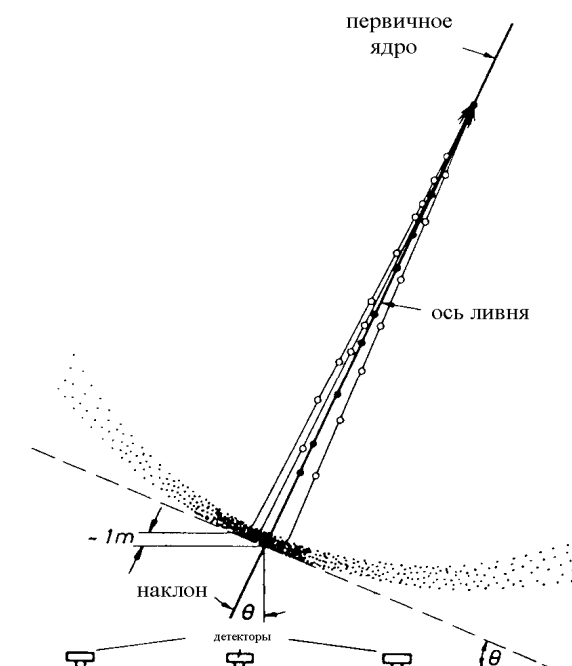


Рис. 4.1 Схема распространения ШАЛ в атмосфере

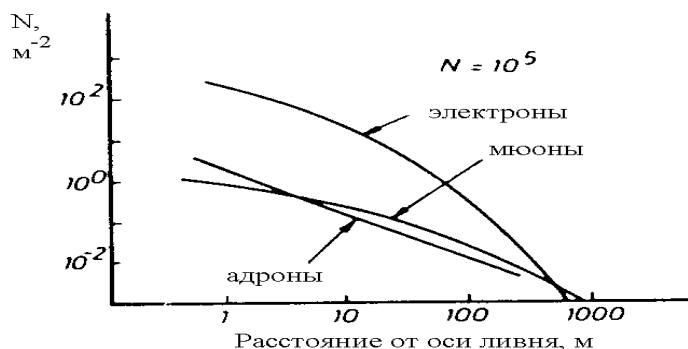


Рис. 4.2 Радиальное распределение плотности частиц в на поверхности для вертикального ШАЛ мощностью 10^5 частиц

основные особенности каскадных процессов. Рассмотрим ветвящийся каскад, изображенный на рисунке 4.3. Каждая линия дерева изображает частицу или долю энергии каскада. На каждом нисходящем уровне, длина которого

соответствует длине пробега для взаимодействия, происходит удвоение числа частиц или деление исходной энергии. После k поколений число частиц равно

$$k(x) = 2^{x/\lambda},$$

где x – толщина, пройденная каскадом. На атмосферной глубине x энергия, приходящаяся на одну частицу, равна

$$E(x) = E_0 / k(x).$$

Каскад нарастает до критического значения энергии E_{th} , ниже которого ядерные взаимодействия невозможны и преобладают распределенные потери энергии. Отметим два важных свойства каскада в модели Гайтлера. Число частиц в максимуме каскада пропорционально энергии исходного ядра, т.е.

$$N(x_{max}) = E_0 / E_{th} \propto E_0,$$

и глубина максимума каскада в атмосфере пропорциональна логарифму исходной энергии, т.е.

$$x_{max} = \lambda \cdot \frac{\ln(E_0 / E_{th})}{\ln 2} \propto \ln(E_0).$$

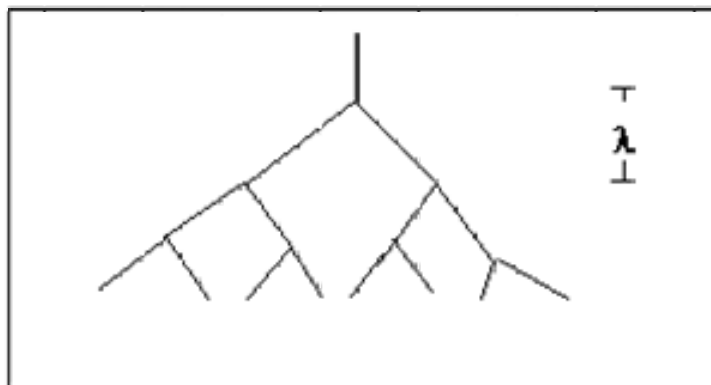


Рис. 4.3. Простая схема атмосферного каскада

Качественное описание ШАЛ при энергии первичной частицы порядка 10^{19} эВ, падающей вертикально, выглядит так. До уровня моря доходит $3 \cdot 10^{10}$ частиц ($E > 200$ кэВ), из которых 99% электроны-позитроны и гамма-кванты. Максимум их энергетического распределения лежит в интервале 1 – 10 МэВ и они несут 85% регистрируемой энергии. Оставшийся процент частиц делят между собой

мюоны (средняя энергия ГэВ, 10% энергии), заряженные пионы (средняя энергия несколько ГэВ, 4% энергии), а также барионы и нейтрино. Радиус ливня, внутри которого на поверхности выделяется 90% энергии, составляет приблизительно 70 м. На расстоянии 1 км от оси ливня плотность гамма-квантов, электрон-позитронов и мюонов соотносится, как 30:2:1 частиц на квадратный метр. Максимум по числу частиц ливень достигал на толще $830 \text{ г}\cdot\text{см}^{-2}$, т.е. на высоте 1800 м. Очень приблизительная формула позволяет связать первичную энергию КЛ с мощностью ливня:

$$N \approx 10^{-10} E_0 (\text{эВ}) .$$

Завершая качественное описание ШАЛ, отметим, что возможность восстановления характеристик первичной частицы КЛ по произведенному ей эффекту, основана на:

- связи полного числа частиц ливня с энергией первичной частицы;
- связи направления оси ливня с направлением первичной частицы;
- связи состава и динамики ливня с сортом первичной частицы.

4.2.4 Методы регистрации широких атмосферных ливней

Детекторы, используемые в установках для регистрации широких атмосферных ливней (ШАЛ), в основном относятся к четырем типам:

- сцинтилляционные детекторы для регистрации гамма-квантов электромагнитного каскада;
- детекторы черенковского свечения для регистрации электронов-позитронов электромагнитного каскада;
- детекторы светового потока от флуоресценции атмосферных газов;
- подземные телескопы для регистрации мюонного каскада.

Первые измерения ШАЛ были выполнены в 50-х годах прошлого века на установке Волкано Ранч (Volcano Ranch) в США. Установленные на поверхности двадцать пластиковых сцинтилляционных детекторов позволяли интерполировать радиальное распределение плотности фотонов ливня. Для вычисления энергии из мощности ливня N , равной по определению полному числу фотонов на площади установки и вычисленной по показаниям отдельных детекторов, использовался вертикальный эквивалентный размер ливня N_v :

$$N_v = N \cdot \exp\left(\frac{x - x_0}{l}\right),$$

где $x = x_0 \cdot \sec \theta$, $l = 760 \text{ г}\cdot\text{см}^{-2}$, $x_0 = 834 \text{ г}\cdot\text{см}^{-2}$, θ – наклон ливня. Тогда энергия первичной частицы определялась по расчетной формуле, как:

$$E = 10^9 \cdot N_v \cdot \left\{ 20 - 3,3 \cdot \lg N_v + 0,15 \cdot (\lg N_v)^2 \right\}, \text{ эВ}.$$

Помимо регистрации общего числа частиц в каскаде, как это делается на действующих установках KASKAD, AGASA (Akeno Giant Air Shower Array, <http://www.icrr.u-tokyo.ac.jp/as/project/agasa.html>) Япония и Якутск (Россия), дополнительно измеряется интенсивность черенковского свечения при распространении релятивистских электронов каскада.

Другой тип установок представляют собой регистраторы светового потока от флуоресценции воздуха. Возбуждаемый электромагнитным каскадом азот излучает в диапазоне длин волн 300-400 нм, длина затухания такого излучения в воздухе составляет порядка 10 км. В безлунную ночь развитие ливня представляется, как движение по небу светового пятна, интегральный световой поток которого пропорционален энергии ядра КЛ, а траектория совпадает с осью ливня. Первая подобная установка – это «Мушиный глаз» (Fly Eye), США (<http://www.cosmic-ray.org>). Ее собирающее зеркало состояло из 256 индивидуальных фотоэлектронных умножителей (ФЭУ). Общее поле зрения $16^0 \times 16^0$, угловое разрешение $1^0 \times 1^0$. Строящаяся установка Хай-Рез (High Resolution Fly's Eye), штат Юта, США использует два телескопа типа «Мушиный глаз» с базой (т.е. расстоянием между телескопами) 15 км, обеспечивающей стереоскопический режим регистрации. Эффективная апертура $600 \text{ км}^2 \cdot \text{стер}$, пороговая энергия 10^{17} эВ, эффективная площадь: 350 км^2 при 10^{19} эВ, 1000 км^2 при 10^{20} эВ.

Необходимо отметить, что ни одна из действующих установок не обладает экспозицией, достаточной для статистически достоверного изучения области сверхвысоких энергий. На рис. 4.4. приводится компиляция экспериментальных данных, показывающая снижение достоверности результатов с ростом энергии.

Надежды на решение проблемы связаны с создаваемой обсерваторией им. Пьера Оже (www.auger.org). Идея проекта 1992 г. и его практическая разработка принадлежат Алану Ватсону и Нобелевскому лауреату Джеймсу Кронуину. В настоящее время 55 институтов, представляющих 15 стран-участниц, обеспечивают бюджет проекта в 500 млн. долларов. Проект предусматривает покрытие неба в двух полушариях с апертурой 7350 кв. км

стер при энергии больше 10^{19} эВ с зенитными углами ливня до 60^0 . В финальной конфигурации поверхностный детектор будет состоять из 1600 станций, размещенных треугольной сеткой с ребром 1,5 км и покрывающих площадь 3000 кв. км, а флуоресцентный детектор составят 24 телескопа, расположенные в четырех углах по периметру наземной установки. Именно комбинация регистрации наземного и атмосферного энергосвечения позволит надежно определять энергию и сорт частицы КЛ, а большая полная экспозиция установки обеспечит набор статистически достоверного количества событий от частиц сверхвысоких энергий за один-два года.

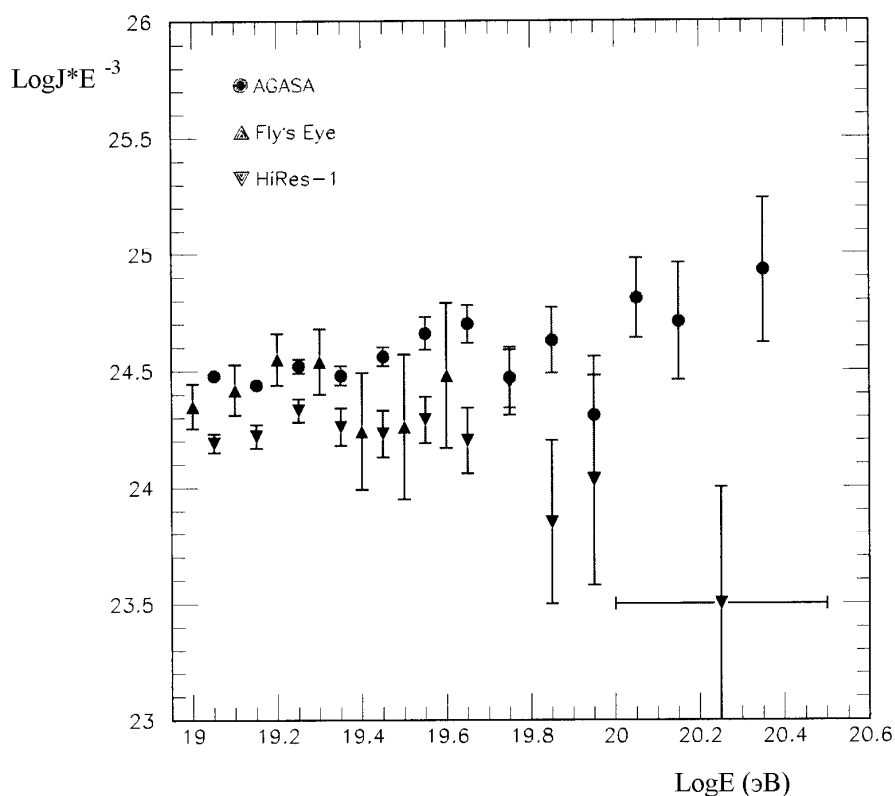


Рис. 4.4. КЛ сверхвысоких энергий по данным действующих установок ШАЛ.

Южная площадка обсерватории строится с 1999 г. в Аргентине, провинция Мендоза. Станция поверхностного детектора представляет собой бак диаметром 3,6 м и высотой 1,2 м, наполненный 12 т чистой воды, просматриваемый 9 ФЭУ. Электроснабжение ФЭУ и электронного блока автономное от солнечных батарей. Порог срабатывания ковра – 5 станций, при

этом эффективность регистрации ливней с энергией больше 10^{19} эВ составляет 100%. Каждый из флуоресцентных телескопов площадью 12 кв. м и радиусом кривизны 3,4 м имеет угол обзора 30° в азимутальном и зенитном направлении, обеспечиваемый 13200 ФЭУ. Таким образом, 6 телескопов в каждой точке размещения обеспечат угол 180° .

Малая часть обсерватории, называемая инженерным вариантом, состоит из 40 наземных станций и 2 телескопов. Она была построена для демонстрации работоспособности проекта и запущена в эксплуатацию в декабре 2001 г. За 4 месяца работы инженерный вариант зарегистрировал 70 гибридных событий с энергией больше 10^{19} эВ и подтвердил все ожидания.

В настоящее время завершаются работы по полному развертыванию установки, которое должно быть закончено в 2005 г. Затем начнутся работы по монтажу северной части телескопа, основанного на установке Хай-Рез в штате Юта, США.

4.2.5 Моделирование каскадных процессов

Важнейшим элементом метода ШАЛ является модельное решение обратной задачи распространения атмосферного каскада, т.е. восстановление характеристик исходного ядра на границе атмосферы по наблюдениям вторичных частиц на поверхности.

Адронный каскад. Квантовая хромодинамика хорошо описывает жесткие процессы, т.е. процессы с большими передаваемыми четырехмерными импульсами. Однако предположительно большинство адронных многочастичных взаимодействий при сверхвысоких энергиях соответствует мягким процессам. Для их описания разработаны феноменологические модели, основанные на теории полюсов Редже, например модель кварк-глюонных струн. Задача преимущественно состоит в вычислении дифференциальных сечений протон-протон, протон-пион и ядро-ядро взаимодействий и множественности выхода вторичных адронов. Наиболее известные вычислительные модели, реализованные в кодах, называются SIBYLL и QGSJET. Модели используют метод Монте-Карло, заключающийся для ШАЛ в конструировании модельного ливня, который случайным образом выбирается из множества равновероятных событий. Поскольку коды содержат миллионы операций, невозможно их «пошаговое» сопоставление. При сравнении результатов модельных вычислений, как правило, используются два

обобщенных параметра. Первый параметр – это средний свободный пробег адрона λ , характеризующий частоту взаимодействий. Второй параметр – это коэффициент неупругости, или просто неупругость, определяемая как

$$K_{i\ddot{a}o\ddot{i}\ddot{o}} = 1 - \frac{E_{e\ddot{a}a\ddot{e}\ddot{o}}}{E_{\ddot{e}\ddot{n}\ddot{o}i\ddot{a}i}},$$

где отклонение от единицы определяется отношением энергии лидирующего наиболее стабильного адрона к исходной энергии налетающего адрона. Этот параметр характеризует интенсивность потери энергии в каскаде. Для большинства используемых моделей значения параметров согласуются при энергии КЛ менее 10^{17} ГэВ, но расходятся при больших энергиях.

Электромагнитный каскад. Важнейшим свойством электромагнитного каскада является масштабирование его радиального размера с характерной длиной, называемой мольеровским радиусом r_M . По определению r_M в единицах толщи выражается, как $r_M = \frac{E_s}{E_0} X_0$, где E_s характеристическая энергия для многократного кулоновского рассеяния электрона равная в воздухе при стандартных условиях 21 МэВ. На уровне моря мольеровская единица составляет примерно 70 м и легко пересчитывается к требуемой высоте $h_{\text{атм}}$ через отношение плотности воздуха:

$$r_M(h) = r_M(h_0) \frac{\rho_{\ddot{a}o\ddot{i}}(h_0)}{\rho_{\ddot{a}o\ddot{i}}(h)}.$$

Радиальное распределение плотности частиц электромагнитного ливня описывается функцией

$$\rho_{y\ddot{e}-i\ddot{a}\ddot{a}}(r) = \frac{N_e}{r_M^2} F\left(\frac{r}{r_M}\right),$$

т.е. воспроизводится на всех высотах. При этом расчеты показывают, что существует радиус ливня, соответствующий примерно $0,9 r_M$, неопределенность покрытия ливня которым наименьшим образом зависит от неопределенности используемых параметров. Для каждой установки ШАЛ это тот размер ливня, к которому интерполируют измерения дискретных детекторов. К примеру, для Якутской установки ШАЛ это величина $\rho(600)$. Грубая оценка энергии первичной частицы КЛ по полному числу частиц в каскаде на уровне моря выглядит так: $N_{y.m.} \approx 10^{-10} E_{\text{КЛ}} (\text{эВ})$.

Несмотря на разработанную электродинамическую теорию электромагнитного каскада, рутинные расчеты проводят с помощью двух монте-карловских пакетов программ: CORSICA (COsmic Ray Simulation for CAscade) и AIRES (AIR shower Extended Simulation). Обе программы обеспечивают 4-х мерное моделирование электромагнитного каскада ШАЛ, вызванного протоном или ядром.

Мюонный каскад. Принципиальным отличием мюонного каскада является его полная зависимость от материнского адронного каскада. Не существует процесса, способствующего размножению или самоподдержанию потока мюонов. Малое сечение многократного рассеяния мюонов по сравнению с электронами приводит к их более раннему приходу на поверхность Земли. Отношение числа электронов к мюонам в каскаде сильно зависит от расстояния до оси ливня. К примеру, для вертикального ливня, вызванного КЛ с энергией 10^{20} эВ, отношение $e^+e^-/\mu^+\mu^-$ меняется от 17 на расстоянии 200 м до 1 на расстоянии 2000 м от оси. Приближение, предложенное С.И. Верновым, так описывает радиальное распределение мюонов в ливне:

$$\rho_\mu(r) \approx \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-0.4} \exp\left(-\frac{r}{r_0}\right),$$

где r_0 – аналог мольеровского радиуса равный 80 м.

Мюоны высоких энергий испытывают потери на образование e^+e^- , мюон-ядерные взаимодействия, тормозное излучение и выбивание атомных электронов. На рис. 4.5 показана их энергетическая зависимость в атмосфере.

4.2.6 Способы определения состава КЛ сверхвысокой энергии

Предложено два способа определения массы ядра КЛ по характеристикам вызванного им ШАЛ. Оба они основаны на статистической обработке многих зарегистрированных событий и отклонении их средней характеристики в зависимости от предполагаемой начальной массы.

Первый способ использует зависимость от массы космического ядра числа мюонов в ливне с фиксированным числом электронов в виде

$$\bar{N}_\mu(A)|_{N_e} = N_\mu(p)|_{N_e} \cdot A^{1-\frac{\alpha_\mu}{\alpha_e}}, \quad (4.11)$$

где $N_\mu(A)$ и $N_\mu(p)$ – это число мюонов в ливнях от исходного ядра с массой A и протона, α_μ/α_e – отношение показателей степенного энергетического спектра мюонов и электронов.

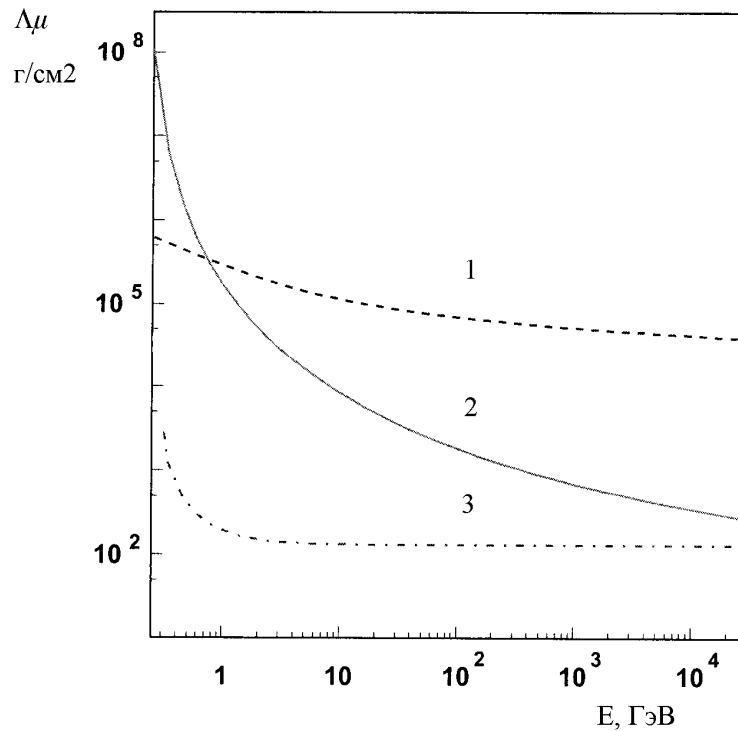


Рис. 4.5. Средний пробег мюонов в воздухе для различных видов взаимодействий, как функция энергии. 1 – тормозное излучение, 2 – образование пар, 3 – выбивание орбитальных электронов

Из экспериментов известно, что $\alpha_\mu/\alpha_e \cong 0,8$, и зависимость от массы ядра КЛ от протона к железу хорошо проявляется в (4.11) для диапазона высоких энергий. Анализ свидетельствует, что при росте энергии от 10^{15} до 10^{17} эВ доля тяжелых ядер в КЛ увеличивается. Это хорошо согласуется с диффузионной моделью распространения КЛ, учитывающей меньший пробег до рассеяния для ядер по сравнению с протонами. Переход к изучению состава КЛ сверхвысоких энергий этим способом пока невозможен в связи с недостаточной статистикой событий с измеренным числом мюонов.

Для сверхвысоких энергий удалось реализовать способ, основанный на определении положения максимума каскада от ядра КЛ в атмосфере. На качественном уровне понятно, что тяжелое ядро испытает взаимодействие на меньшей толщине, нежели протон. Это приведет к более интенсивному развитию каскада и достижению им максимума. Расчеты дают статистическое выражение

$$\bar{X}_{i\alpha\bar{n}}(A) \cong \bar{X}_{i\alpha\bar{n}}(p) - \text{Const} \cdot \lg(A),$$

где X обозначает толщину, пройденную в атмосфере, а p и A как и в (4.11) используются для протона и ядра соответствующей массы. На рис. 4.5 приведено сравнение экспериментальных данных установки «Мушиный глаз» с расчетами. Можно сделать вывод о тенденции изменения ядерного состава КЛ сверхвысоких энергий к более легкому, т.е. увеличению доли протонов.

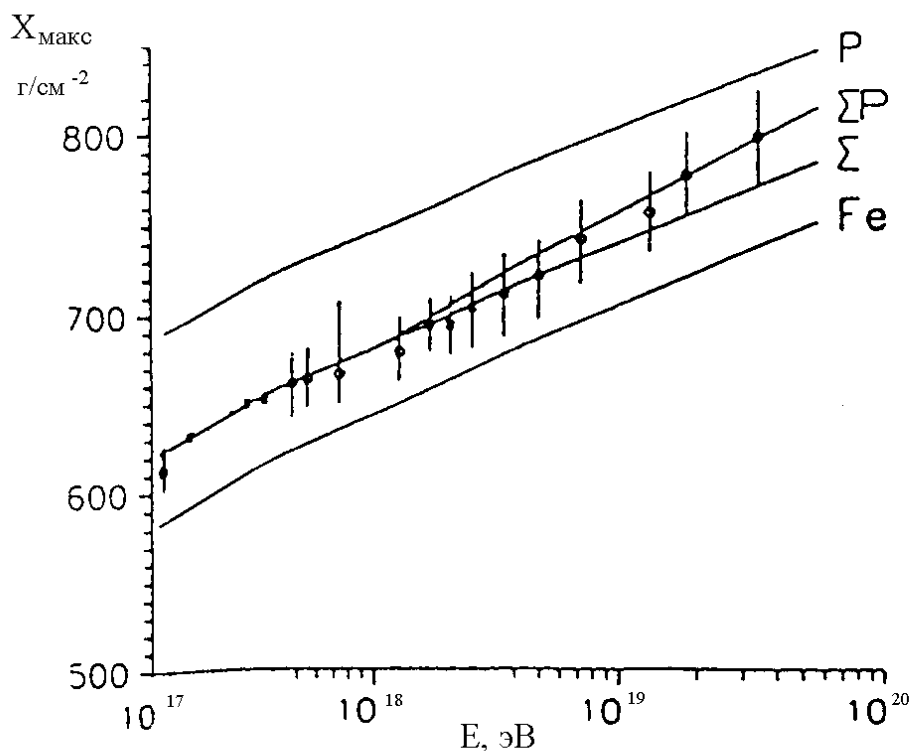


Рис. 4.5 Изменение положения максимума ливня КЛ. Граничные кривые показывают расчеты для потока протонов и ядер железа

4.3 Энергетические потери КЛ сверхвысокой энергии

При увеличении энергии КЛ до значений, которые мы назвали областью сверхвысоких энергий, их энергетические потери возрастают за счет взаимодействия с фотонами реликтового излучения². Эффективность этого канала потерь удобно сравнивать с универсальными адиабатическими потерями энергии при расширении Вселенной по закону Хаббла:

$$-\frac{1}{E} \frac{dE}{dt} = H_0,$$

где H_0 – современное значение постоянной Хаббла.

Торможение протонов на реликтовых фотонах связано с процессами фоторождения: образования электрон-позитронных пар



и образования пионов



Энергетический порог реакции (4.12) составляет

$$E_{\text{порог1}} = \frac{m_e m_p c^4}{2kT} \cong 10^{18} \text{ эВ},$$

а реакции (4.13)

$$E_{\text{порог2}} = \frac{m_\pi \left(1 + \frac{m_\pi}{m_p}\right) m_p c^4}{2kT} \cong 10^{20} \text{ эВ}.$$

Обобщенная кривая энергетических потерь протонов при сверхвысоких энергиях приведена на рис. 4.6. Вычисления проведены для температуры реликтового излучения $T = 2,7$ К. Резкое увеличение энергетических потерь при энергии протонов КЛ порядка $3 \cdot 10^{19}$ эВ, связанное с переходом от электромагнитного взаимодействия в (4.12) к сильному взаимодействию в (4.13), должно приводить в предполагаемом степенном спектре источника КЛ к обрыву. Этот эффект называют чернотельным обрезанием спектра КЛ, еще он носит название «эффекта Грейзена-Зацепина-Кузьмина» по имени ученых впервые его предсказавших.

² Взаимодействие электронов КЛ с реликтом будет обсуждаться в главе 9.

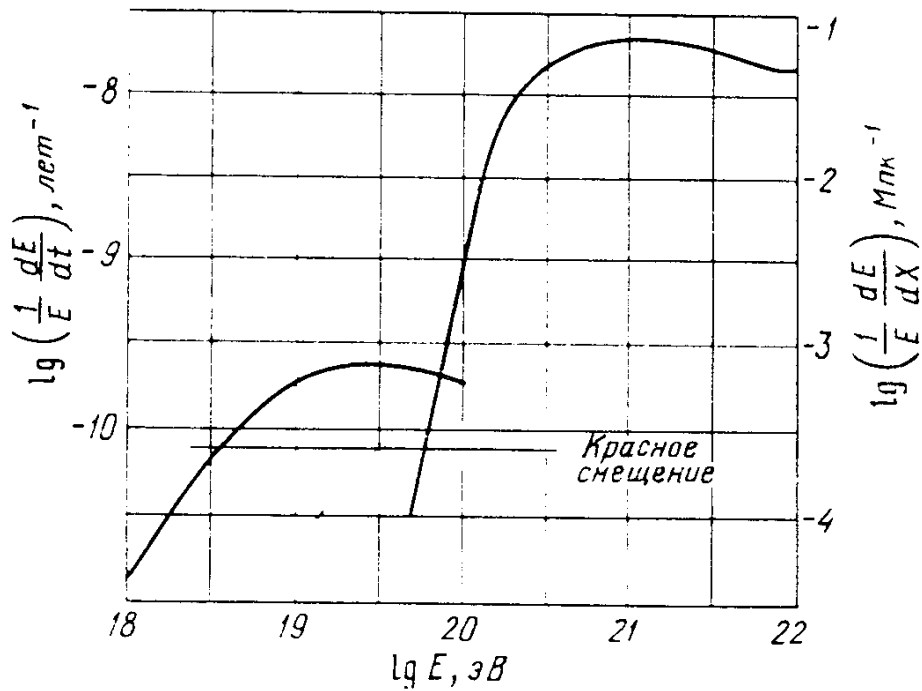


Рис. 4.6. Энергетические потери протонов КЛ на реликтовом излучении. Для сравнения приводится уровень адиабатических потерь за счет красного смещения

Основными процессами потери энергии для более тяжелых ядер сверхвысоких энергий являются образование электрон-позитронных пар и фоторасщепление ядер на реликтовых фотонах. При одинаковом лоренц-факторе потери ядра на образование пар в Z^2/A раз превышают потери протонов. Это обусловлено увеличением сечения образования пар в Z^2 раз и уменьшением доли энергии, теряемой в одном взаимодействии, в A раз. При дальнейшем росте энергии ядра его фоторасщепление происходит вблизи порога реакции при столкновении с фотонами из высокоэнергетического хвоста планковского распределения. При этом из ядра выбивается единичный нуклон, и энергия ядра уменьшается с фактором $(A-1)/A$. С ростом энергии взаимодействующего ядра КЛ будет увеличиваться степень его фрагментации, что, вообще говоря, будет приводить к изменению ядерного состава КЛ. На рис. 4.7 приводится расчетная кривая энергетических потерь ядер КЛ на реликтовом излучении, горизонтальная линия соответствует хаббловскому адиабатическому охлаждению, а пересечение с ней соответствует началу «чернотельного обрезания» спектра для ядер.

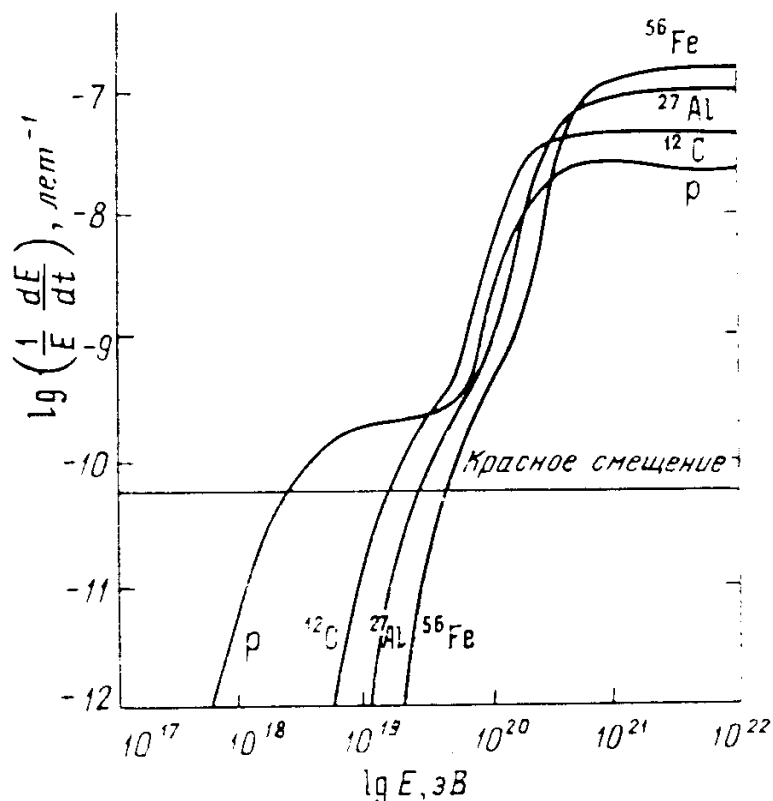


Рис. 4.7. Энергетические потери ядер КЛ на реликтовом излучении в сравнении с потерями протонов

Для проявления чернотельного обрезания в спектре КЛ необходимо, чтобы их возраст существенно превышал средний возраст КЛ. Действительно, асимптотически по энергии потери стремятся к

$$-\frac{1}{E} \frac{dE}{dt} = c \cdot K_{\text{неупруг}} \cdot \sigma \cdot n_{\text{реликт}}$$

где коэффициент неупругости $K_{\text{неупруг}} \sim 0,5$, сечение $\sigma \sim 10^{-28}$ см, и значение потерь оценивается величиной порядка $2 \cdot 10^{-8}$ лет $^{-1}$. Обрезание спектра удобно характеризовать значением $E_{1/2}$, определяемым, как энергия, при которой интенсивность уменьшается вдвое по сравнению с исходным степенным спектром. Это значение в диапазоне показателей дифференциального энергетического спектра КЛ от 2,0 до 3,0 составляет $E_{1/2} \approx 5,8 \cdot 10^{19}$ эВ.

4.4 Загадка КЛ сверхвысокой энергии

Существо загадки КЛ с энергией больше 10^{19} эВ в простейшей формулировке звучит так: «Их не может быть, но они есть». Проанализируем факты. Предположим, что наблюдаемые ядра имеют галактическое происхождение. Тогда их распространение не зависит от структуры ММП, и направление прихода должно проявить расположение их источников на небесной сфере. На рис. 4.8 приводится обобщение результатов японской установки ШАЛ AGASA, имеющей лучшую статистику ливней сверхвысокой энергии. Отсутствие выраженной локализации источников говорит об их широкой распространенности в Галактике. Это абсолютно противоречит выводу о том, что известные галактические источники энерговыделения не способны ускорять ядра до сверхвысоких энергий.

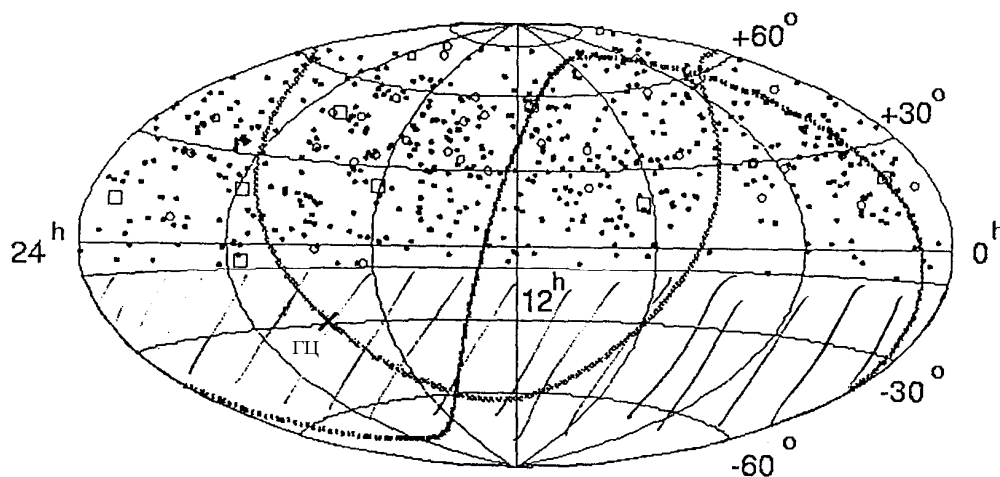


Рис. 4.8 Распределение направлений прихода КЛ с энергией больше 10^{19} эВ по небесной сфере (экуаториальные координаты, ГЦ – положение галактического центра)

Альтернативное предположение о внегалактическом происхождении ядер с энергией больше 10^{19} эВ противоречит расчетам чернотельного обрезания спектра КЛ. Пробег, на котором ядра потеряют энергию на взаимодействие с реликтовым излучением, составляет единицы мегапарсеков, т.е. ограничивается локальным скоплением галактик. Этого недостаточно для обеспечения изотропии прихода, наблюдаемой на рис. 4.8.

Невозможность объяснить происхождение КЛ сверхвысокой энергии в рамках известных астрономических фактов привела к появлению гипотез об их рождении в распаде неизвестных пока реликтовых объектов, таких как слабо взаимодействующие массивные частицы (WIMP), космологические дефекты и др. Ссылки на оригинальные работы даны в рекомендованной литературе.

5. Модуляция КЛ в гелиосфере

Характеристики потока КЛ, регистрируемого у Земли, существенно отличаются от значений типичных для МС. Это в первую очередь связано с отличием физических условий внутри Солнечной системы от условий в области удержания КЛ.

Область пространства вокруг Солнца, заполненная солнечным ветром и потому обладающая особым составом и свойствами, называется гелиосферой. Плазма межзвездной среды обтекает границу гелиосферы, движущейся с относительной скоростью порядка $25 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$. Состав нейтральной компоненты вещества гелиосферы меняется от чисто солнечного состава в области внутренних планет до межзвездного состава за орбитой Юпитера. Состав гелиосферной плазмы соответствует веществу солнечной атмосферы.

При проникновении КЛ внутрь гелиосферы особенности их движения существенно изменяются. Ядра с относительно низкими энергиями испытывают искажение траектории вследствие взаимодействия с межпланетным магнитным полем. Дифференциальный энергетический спектр КЛ подавляется в области низких (менее десятков ГэВ на нуклон) энергий. Степень подавления или, как говорят, модуляции спектра зависит от положения внутри гелиосферы и уровня солнечной активности (СА).

5.1 Структура области модуляции

Область модуляции обязана своим происхождением солнечному ветру, т.е. потоку плазмы, движущемуся почти радиально от Солнца. Истечение солнечной плазмы неоднородно. Выделяют так называемые “медленные” потоки в плоскости *эклиптики* со средней скоростью $\sim 350 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$ и “быстрые” потоки, скорость которых может достигать $600\text{-}700 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$ и более. Быстрые потоки истекают из корональных дыр – областей солнечной короны с относительно низкой температурой, пониженной плотностью и

приблизительно радиальным направлением магнитного поля. Корональные дыры постоянно существуют на высоких солнечных широтах. Медленные потоки исходят в основном из приэкваториальных областей, где имеется существенный тангенциальный компонент магнитного поля. Плазма солнечного ветра практически полностью ионизована. Средняя концентрация частиц плазмы на орбите Земли составляет $\langle n_{ce} \rangle = (5-10) \text{ см}^{-3}$, при этом могут существовать пространственные неоднородности, достигающие 50 см^{-3} . Средний поток солнечного ветра у Земли составляет $10^8 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Состав в целом отражает состав вещества в солнечной короне, преобладают протоны и электроны. Концентрация альфа-частиц и нейтронов составляет не более процентов от концентрации протонов, а концентрация ядер с $Z > 2$ меньше процента. Отличительной особенностью солнечного ветра является его высокая ионизационная температура ($2 \cdot 10^6 \text{ К}$), приобретенная в короне Солнца и сохраняющаяся затем практически неизменной во всей гелиосфере. При этом кинетическая температура частиц солнечного ветра убывает с удалением от Солнца и на орбите Земли составляет около 10^5 К . Процессы формирования солнечного ветра переменны во времени и испытывают значительное воздействие СА. На сегодня собран обширный наблюдательный материал, большой объем информации получен начиная с 1996 г. благодаря работе комплексной солнечной и гелиосферной обсерватории SOHO (SOlar and Heliospheric Observatory), расположенной на орбите вблизи первой лагранжевой точки либрации, то есть на расстоянии около 1,5 млн. км от Земли в сторону Солнца.

Граница перехода солнечного ветра от сверхзвукового расширения в дозвуковой режим носит название головной ударной волны. Положение фронта головной ударной волны определяет границу области модуляции. Его можно грубо оценить из равенства плотности энергии, а именно, кинетической солнечного ветра (левая часть) и компонентов МС (правая часть):

$$n_{ce} m_p u^2 \cong 2n_e \cdot kT + \frac{H^2}{8\pi} + P_{KL} . \quad (5.1)$$

В правой части первое слагаемое соответствует плотности заряженной компоненты межзвездного газа, а фактор 2 учитывает вклад электронной и ионной компонентов. Подставляя в (5.1) радиальную зависимость плотности частиц в солнечном ветре $n_{ce} = n_0 r(a.e.)^{-2}$ и используя следующие значения

величин: концентрация частиц солнечного ветра у Солнца $n_0 = 5 \text{ см}^{-3}$; скорость солнечного ветра $u = 350 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$; $kT \sim 3 \text{ эВ}$; $H = 3 \cdot 10^{-6} \text{ Гс}$; концентрация электронов в местной межзвездной среде $n_e = 0,03 \text{ см}^{-3}$, соответственно, получим значение радиуса $r_{\text{мод}} \sim 70 \text{ а.е.}$

Солнце является источником магнитного поля в окружающем его пространстве – так называемого межпланетного магнитного поля (ММП). Магнитное поле и высокоионизованная плазма образуют единую среду, в которой магнитное поле “вморожено” в плазму. Поскольку плотность энергии ММП существенно меньше плотности энергии плазмы, оно не оказывает влияния на движение солнечного ветра. В то же время постоянно истекающий солнечный ветер выносит “вмороженное” солнечное магнитное поле, растягивая силовые линии в радиальном направлении, и, таким образом, формирует структуру ММП. На низких солнечных широтах вектор магнитного поля практически параллелен плоскости солнечного экватора. В результате вращения Солнца магнитные силовые линии поля закручиваются в спирали. При удалении от Солнца напряженность магнитного поля падает несколько быстрее, чем величина, обратно пропорциональная расстоянию. На орбите Земли его напряженность составляет 10^{-4} - 10^{-5} Гс . Важной особенностью ММП является, так называемая, секторная структура. В межпланетном пространстве в плоскости эклиптики имеется четное число секторов с различным направлением радиального компонента ММП (рис. 5.1). На рисунке эта структура восстановлена по результатам магнитометрических измерений на орбите Земли. Указано время прохождения орбиты через границы секторов.

Секторная структура ММП связана с существованием нейтрального токового слоя, разделяющего полусферы, в которых радиальный компонент солнечного магнитного поля имеет противоположное направление. Поскольку магнитный поток через замкнутую поверхность равен нулю, магнитное поле в разделенных областях пространства должно быть направлено в противоположные стороны. Наблюдения показывают, что примерно раз в 22 года магнитное поле Солнца меняет знак – происходит так называемая инверсия или переполюсовка общего магнитного поля.

Токовый слой находится приблизительно в плоскости солнечного экватора и имеет складчатую (гофрированную) структуру – он попеременно отклоняется к северу и югу от экватора. В результате вращения Солнца складки токового слоя закручиваются в спирали (см. рис. 5.2). Таким образом,

наблюдатель на орбите Земли, двигаясь в плоскости эклиптики, оказывается то ниже, то выше токового слоя, вследствие чего попадает в секторы с различным направлением радиального компонента ММП.

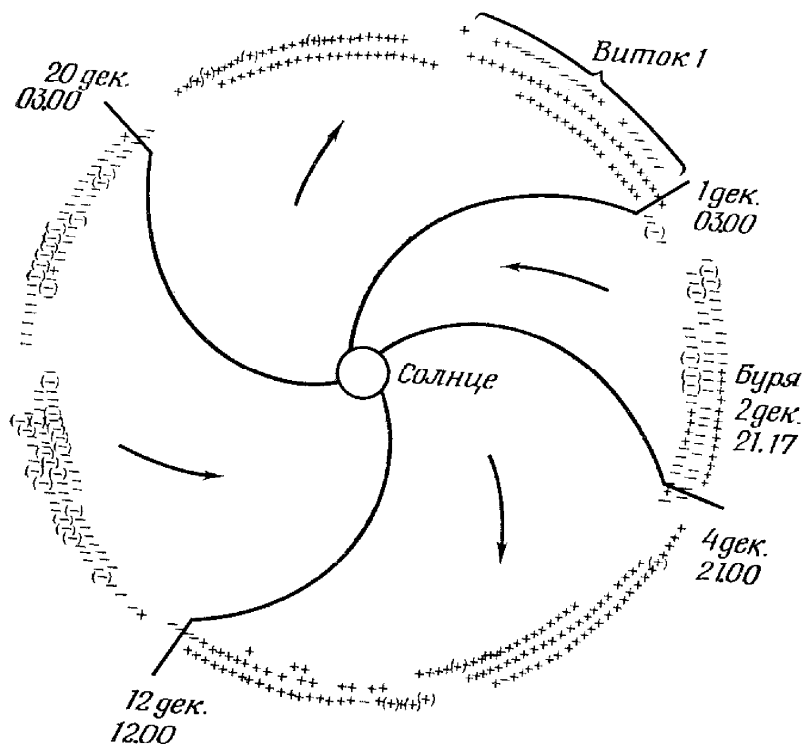


Рис. 5.1 Секторная структура распределения направления магнитных силовых линий в плоскости эклиптики на орбите Земли по данным спутниковых измерений

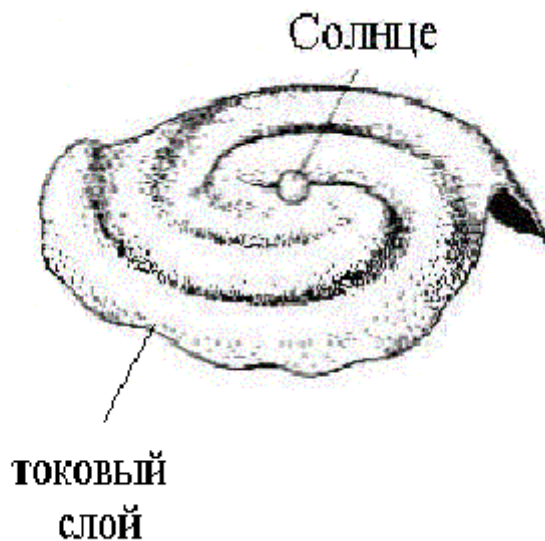


Рис. 5.2. Гелиосферный токовый слой

Из-за долготных и широтных градиентов скорости солнечного ветра, имеющих место вблизи Солнца, по мере удаления от него возникают радиальные градиенты скорости, которые приводят к образованию, так называемых, бесстолкновительных ударных волн вблизи границ секторов. Такие волны наблюдаются у Земли и далее прослеживаются до расстояний в несколько астрономических единиц.

Измерения на межпланетных автоматических зондах “Пионер 10, 11” и “Вояджер 1, 2” показывали влияние СА на интенсивность КЛ на всем протяжении полета. К сожалению, станции Пионер уже прекратили свою работу из-за истощения источников питания. Самый удаленный из аппаратов “Вояджер 1”, который в начале 2005 г. находился на расстоянии более 85 а.е. от Солнца, вероятно уже достиг границ гелиосферы. Большинство измерений параметров межпланетной среды на упомянутых выше космических аппаратах проводилось в плоскости эклиптики. Единственная миссия вне эклиптики, которая и сейчас продолжается, эксперимент на космической станции “Улисс”. Аппарат был запущен в 1990 г. в сторону Юпитера. В 1992 г. он совершил маневр около этой планеты, в результате которого вышел на орбиту вокруг Солнца с углом наклона около 80° относительно плоскости солнечного экватора и периодом обращения более 5 лет. При первом облете Солнца в 1992-1997 гг. были получены данные о полярной гелиосфере на спаде и в минимуме

цикла СА. Показано, что на расстояниях менее 5 а.е. гелиосфера по плотности КЛ является практически сферически симметричной.

5.2 Качественная теория модуляции

В 1958 г. Э. Паркер (Eugene Parker), анализируя влияние расширения солнечной короны на межпланетную среду, рассмотрел взаимодействие солнечного ветра с газом КЛ. В одномерной радиально-симметричной модели поток КЛ записывается как

$$j_{\dot{E}\dot{E}}(r, W) = -D_0(r, W) \frac{\partial n(r, W)}{\partial r} + u(r)n(r, W), \quad (5.2)$$

где $n(r, W)$ – радиальная концентрация частиц с кинетической энергией W , $D_0(r, W)$ – коэффициент диффузии. В стационарном режиме поток равен нулю, и решение (5.2) относительно концентрации имеет вид

$$n(r, W) = n(r_0, W) \cdot \exp\left(-\int_r^{r_0} \frac{u(r)dr}{D_0(r, W)}\right).$$

Экспоненциальный множитель, действующий на граничную концентрацию КЛ, назвали коэффициентом модуляции (Mod). В простейшем случае постоянной скорости солнечного ветра и коэффициента диффузии он равен

$$Mod = \exp\left[-\frac{u}{D_0}(r_0 - r)\right],$$

т.е. соответствует регулярному спаду концентрации КЛ от центра к периферии гелиосферы. Подтверждение качественного действия механизма модуляции были получены из космических экспериментов. На рис. 5.3 приводится сопоставление результатов измерения интегральной интенсивности КЛ спутнике IMP8 и космических аппаратах Пионер 10 и Вояджер 2. На рисунке приводится удаление космических аппаратов от Солнца на момент измерения. Данные измерений приведены к одному времени, считая, что модуляция распространяется радиально со скоростью солнечного ветра $400 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$. Подобное сканирование гелиосферы показало, что синхронность приведенных изменений интенсивности КЛ подтверждает гипотезу Паркера о солнечном ветре, как переносчике модулирующего воздействия. Долговременный мониторинг интенсивности КЛ у Земли показал фундаментальную связь амплитуды модуляции с уровнем активности Солнца (рис. 5.4). Изменения интенсивности КЛ, связанные с нестационарностью Солнца будут подробнее обсуждаться в разделе 7.

Наличие «гофрированного» токового слоя и отсутствие стационарности в модуляции делают качественную модель не достаточной для объяснения совокупности экспериментальных данных о КЛ внутри гелиосферы. Один из ярких примеров – зависимость интенсивности КЛ от полярности общего

магнитного поля Солнца. Одиннадцатилетний цикл СА соответствует примерно полупериоду 22-летнего солнечного магнитного цикла. В модели Паркера полярность поля Солнца не может влиять на плотность КЛ. На рис. 5.5 показана разница в зависимости интенсивности КЛ у Земли от фазы цикла СА при различной полярности общего магнитного поля Солнца (знак плюс условно соответствует направлению наружу для магнитных силовых линий в северном полушарии). Объяснение этого эффекта такое. Помимо диффузионного проникновения внутрь гелиосферы КЛ могут дрейфовать в ММП. Поскольку

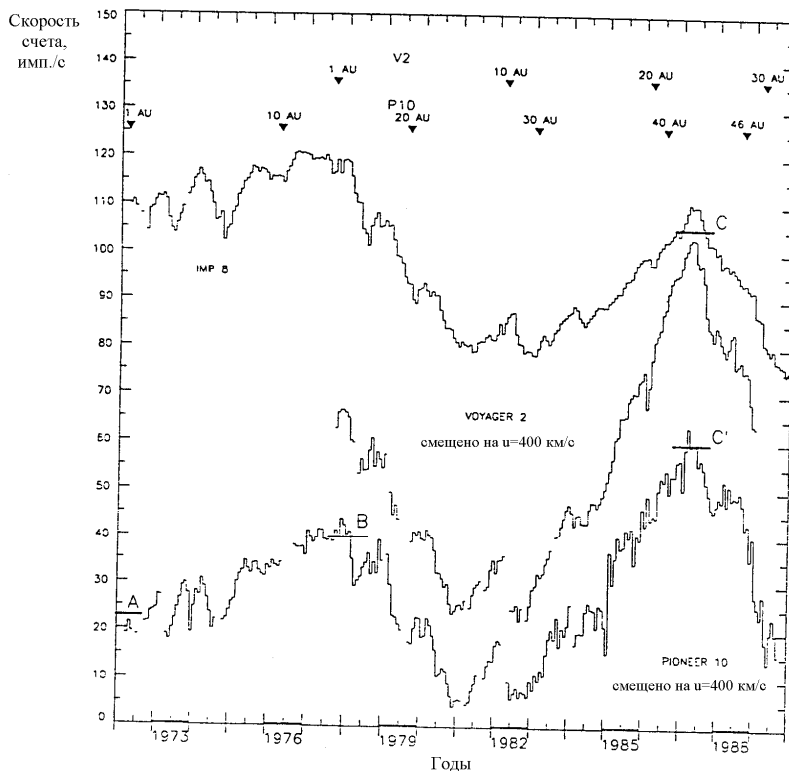


Рис. 5.3. Сопоставление интенсивности КЛ, измеренной на различных расстояниях от Солнца (А, В, С – точки сравнения)

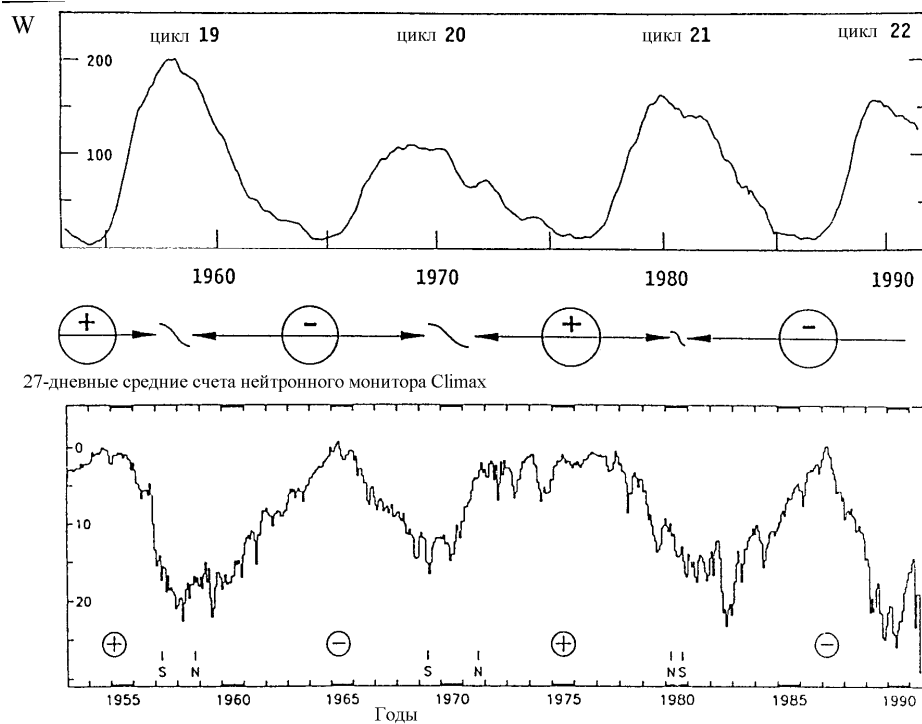


Рис. 5.4 Цикл солнечной активности в интенсивности КЛ (W – среднемесячные числа Вольфа)

большинство КЛ – это положительно заряженные частицы, то эффективность дрейфа зависит от направления поля вблизи токового слоя облегчающего или затрудняющего дрейф.

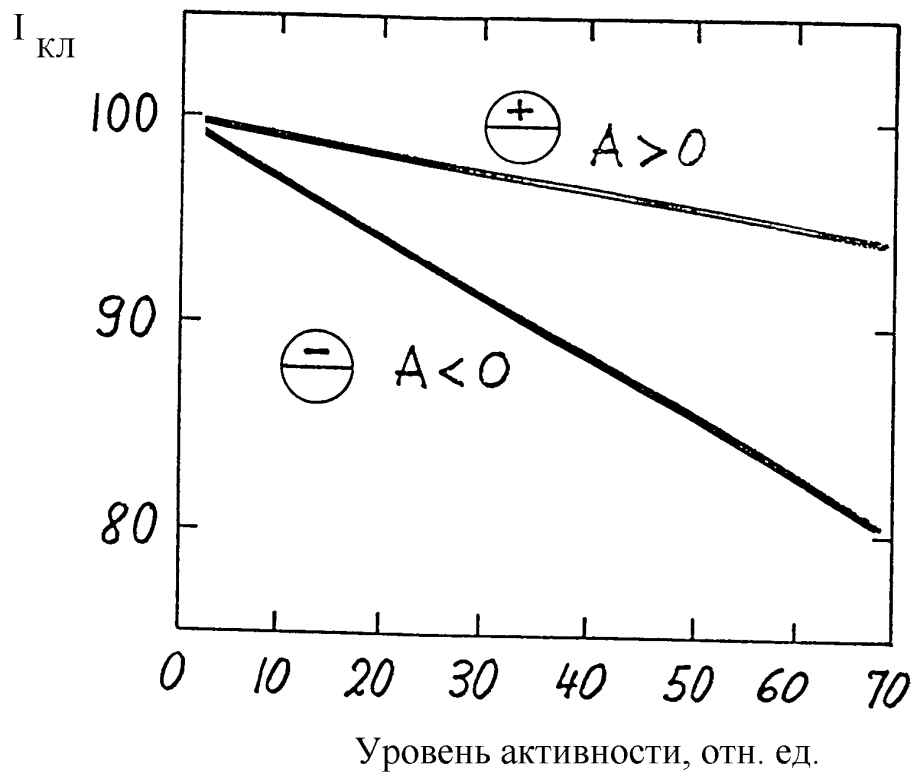


Рис. 5.5. Зависимость интенсивности КЛ от фазы магнитного цикла Солнца

Учет диффузионного, конвективного и дрейфового движения КЛ при моделировании достигается численным интегрированием обобщенного уравнения Паркера, сходного с (3.8)

$$\frac{\partial f}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(D_{0ij} \frac{\partial f}{\partial x_j} \right) + (u_j + u_i) \frac{\partial f}{\partial x_j} = \frac{p}{3} \frac{\partial u_j}{\partial x_j} \frac{\partial f}{\partial p} + Q,$$

$$D_{0ij} = D_{0\perp} \delta_{ij} + (D_{0\parallel} - D_{0\perp}) h_i h_j$$

где $h_k = \frac{H_k}{H}$ — составляющие напряженности магнитного поля и Q — мощность возможного дополнительного источника ускоренных частиц в гелиосфере. Лучшие вычислительные ресурсы уже допускают трехмерную реализацию численной модели распространения КЛ в гелиосфере. Модель, с одной стороны, позволяет по измеренным в ограниченном числе точек характеристикам ММП предсказывать распределение плотности КЛ, и, с другой стороны, по мониторинг измерениям интенсивности КЛ у Земли изучать характеристики плазмы в межпланетном пространстве.

5.3 Солнечные энергичные частицы

В дополнение к модуляции КЛ, Солнце обеспечивает еще один источник изменения интенсивности надтепловых частиц в гелиосфере. Солнечная атмосфера сама является ускорителем частиц. Солнечные энергичные частицы (СЭЧ) – это протоны, более тяжелые ядра и электроны, которые наблюдаются в межпланетном пространстве непосредственно после солнечных вспышек. В свою очередь те солнечные вспышки, которые сопровождаются ускорением частиц, носят название протонных вспышек/событий. Интенсивность протонных событий изменяется в широких пределах: флюенс частиц с энергией > 10 МэВ составляет $10^5 - 10^{12}$ см⁻², при этом полная энергия газодинамических процессов, освобождающаяся во время вспышки, превышает 10^{32} эрг. По характерным временам события делятся на постепенные (gradual) события, продолжающиеся от нескольких часов до суток, и импульсные события, ограниченные десятками минут.

Частота крупных вспышек – примерно 45 событий после 1942 г., т.е. примерно 0.75 год⁻¹. Самые мощные солнечные протонные события за все время наблюдения произошли 19.11.1949, 23.02.1956, 19.08.1972 и 29.09.1989.

Принципиальное отличие СЭЧ от КЛ при наблюдении у Земли – это их импульсный характер и энергетический спектр. Как правило, мощная оптическая вспышка служит предвестником возрастания интенсивности частиц. Энергетический спектр СЭЧ при развитии протонной вспышки значительно меняется во времени, что отражает динамику процессов ускорения и распространения частиц. Наклон энергетического спектра СЭЧ значительно круче, чем у КЛ, что хорошо видно на рис. 5.6. Поток солнечных частиц может кратковременно превышать средний поток КЛ в $10^5 - 10^6$ раз, но это справедливо только для нерелятивистских энергий. Экспериментальные данные указывают на существование предельной энергии СЭЧ порядка 10 ГэВ.

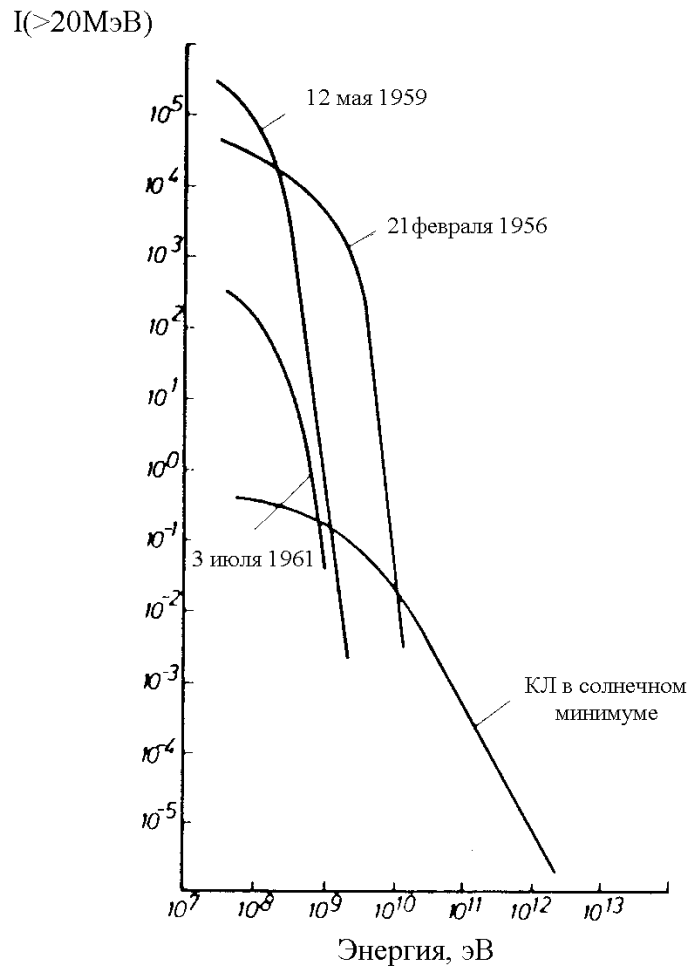


Рис. 5.6. Энергетический спектр СЭЧ в сравнении со спектром КЛ

6. КЛ в магнитном поле Земли

Первичные КЛ и большая часть частиц, образованных ими в атмосфере Земли, обладают электрическим зарядом. Это приводит к воздействию магнитного поля на траекторию их движения. Происходит своего рода энергетическая фильтрация потока КЛ: для того, чтобы достичь определенной точки поверхности Земли, двигаясь с определенного направления, частицы должны обладать магнитной жесткостью большей, чем некоторая критическая величина $R_{\text{крит}}$. Восстановление интенсивности и энергетического спектра КЛ в

межпланетном пространстве по их характеристикам, измеренным внутри магнитосферы Земли, требует учета геомагнитного влияния.

6.1 Геомагнитное поле

Простейшей моделью магнитного поля Земли, которой мы ограничимся, является приближение центрального диполя, схематично показанное на Рис. 6.1. Конфигурация магнитных силовых линий и напряженность поля в магнитосфере с удовлетворительной точностью описываются магнитным диполем с моментом величиной $M_{\oplus} = 8,1 \cdot 10^{25} \text{ Гс} \cdot \text{см}^3$. Диполь помещен в центр Земли и ориентирован с севера на юг вдоль геомагнитной оси, которая наклонена к оси вращения на угол $11,5$ градусов и смещена на 1140 км в направлении Тихого океана. Южный и Северный геомагнитные полюса для магнитной эпохи 1980 – 85 гг. находятся на $77^{\circ} \text{ N}, 102^{\circ} \text{ W}$ (Канада) и $65,5^{\circ} \text{ S}, 139,5^{\circ} \text{ E}$ (Антарктида), соответственно. Из эксперимента известно, что напряженность на полюсах составляет $0,65 \text{ Э}$, на экваторе – $0,35 \text{ Э}$.

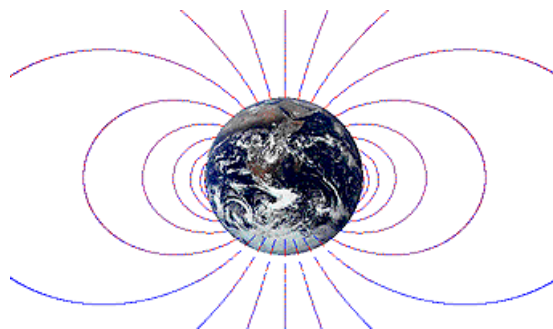


Рис. 6.1 Схема геомагнитного диполя

Рассмотрим взаимодействие заряженной частицы с дипольным полем на периферии магнитосферы. Если взять точку на расстоянии r от оси диполя, причем $r \gg R_{\oplus}$, то в этой точке можно формально задать магнитный потенциал дипольного поля A , равный

$$A = \frac{\vec{M}_{\oplus} \vec{r}}{r^3} . \quad (6.1)$$

Если сделать допущение, что ось магнитного диполя совпадает с осью вращения Земли z , то из (6.1) напряженность магнитного поля в декартовой системе координат запишется, как

$$\vec{H} = -grad(A) = -\left[\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z}\right] \frac{M_{\oplus} z}{r^3} = \left[\frac{3Mxz}{r^5}, \frac{3Myz}{r^5}, \frac{M(3z^2 - r^2)}{r^5}\right].$$

В сферической системе координат с полярной осью, проходящей через геомагнитный полюс, поле имеет компоненты:

$$H_r = \frac{2M \cos \theta}{r^3}, H_{\theta} = \frac{M \sin \theta}{r^3}.$$

Интегрируя дифференциальное уравнение

$$\frac{1}{r} \frac{dr}{d\theta} = \frac{H_r}{H_{\theta}} = \frac{2 \cos \theta}{\sin \theta},$$

получим уравнение магнитной силовой линии

$$r = R_{\oplus} \sin^2 \theta = R_{\oplus} \cos^2 \lambda.$$

Здесь R_{\oplus} – экваториальный радиус Земли, λ – более привычная координата – геомагнитная широта.

6.2 Теория Штермера

Магнитное поле Земли таково, что сильнее отклоняет заряженные частицы в области экватора, поэтому измерения на низких широтах обнаруживают дефицит КЛ по сравнению с высокоширотными измерениями. Так как географические и геомагнитные полюса не совпадают, то тонкими измерениями удалось установить, что именно геомагнитное поле, а не другие возможные причины, ответственно за широтное распределение КЛ.

В начале 30-х годов Карл Штермер для объяснения полярных сияний разработал теорию движения заряженных частиц в дипольном магнитном поле. Эта теория является качественной теорией движения заряженных частиц в реальном геомагнитном поле, т.к. в значительной части околоземного пространства главную часть геомагнитного поля составляет дипольная часть, а поля высших гармоник могут рассматриваться, как возмущения, лишь несколько меняющие количественные соотношения. Поэтому, теория Штермера не утратила своего значения и по сей день. Здесь она будет изложена в упрощенной форме.

Штёрмер (Starmer) Карл Фредрик Мюлерц (3.9.1874 – 13.8.1957), норвежский геофизик и математик, член Норвежской академии наук и литературы, профессор университета в Осло (с 1903). Автор теории полярных сияний. Произвёл анализ движения частиц космических лучей в магнитном поле Земли; предложил метод расчёта их траекторий, который вошёл в современную математику как метод численного интегрирования обыкновенных дифференциальных уравнений. Иностраный член АН СССР (1934).

Уравнение Лоренца для движения частицы массой m , электрическим зарядом Ze и скоростью v в магнитном поле напряженностью H :

$$\frac{d}{dt} m \vec{v} = \frac{Ze}{c} \vec{v} \times \vec{H}. \quad (6.2)$$

Легко показать, как из этого соотношения формально получаются законы сохранения импульса и углового момента. Умножим (6.2) скалярно на \vec{v} :

$$\frac{p_{\perp}^2}{H} = const. \quad (6.3)$$

Условие (6.3) называется первым адиабатическим инвариантом движения в магнитном поле. Мы вернемся к нему при рассмотрении радиационных поясов Земли. Теперь умножим (6.2) векторно на \vec{r} :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} (\vec{r} \times \vec{p}) &= \frac{Ze}{c} (\vec{v}(\vec{r}\vec{H}) - H(\vec{r}\vec{v})), \\ \frac{d}{dt} (\vec{r} \times \vec{p})_z &= \frac{Ze}{c} \left[\dot{z} \left(-x \frac{3Mzx}{r^5} - y \frac{3Mzy}{r^5} - z \frac{M(3z^2 - r^2)}{r^5} \right) + \frac{M(3z^2 - r^2)}{r^5} (\vec{r}\vec{v}) \right] \end{aligned}$$

и окончательно

$$(\vec{r} \times \vec{p})_z + \frac{ZeM}{c} \frac{r^2 - z^2}{r^3} = d = const, \quad (6.4)$$

где p – импульс частицы.

Общего аналитического решения интеграла движения (6.4) не существует, оно возможно лишь в вырожденных случаях.

Рассмотрим движение заряженной частицы, способной достичь поверхности Земли в плоскости геомагнитного экватора в вертикальном направлении, пренебрегая толщиной атмосферы. Какую минимальную магнитную жесткость она должна иметь? Прделаем это в сферических

полярных координатах. В экваториальной плоскости поле представлено одной компонентой

$$\vec{H} = \frac{M}{r^3} \vec{i}_\theta = H_0 \frac{R_\oplus^3}{r^3} \vec{i}_\theta.$$

Здесь $H_0 = 0,3 \text{ Э}$ – напряженность поля на поверхности Земли, $R_\oplus = 6,37 \cdot 10^8 \text{ см}$ – земной радиус. Импульс частицы имеет радиальную и тангенциальную компоненты. Поскольку частица совершает движение в одной плоскости, для его описания можно использовать полярную систему координат, а вместо закона сохранения количества движения удобнее воспользоваться законом сохранения момента количества движения. Момент импульса изменяется под действием момента силы:

$$\frac{d(p_\phi r)}{dt} = r \frac{Ze}{c} v_r H.$$

Тогда заявленное выше условие минимальности в сферических координатах выражается, как

$$\begin{aligned} \dot{r} &= 0 \\ \dot{\theta} &= 0 \end{aligned}, \quad \text{где } x = r \cdot \sin \theta \cdot \cos \varphi; y = r \cdot \sin \theta \cdot \sin \varphi; z = r \cdot \cos \theta. \quad (6.5)$$

Запишем заключительное выражение из (6.4) используя (6.5)

$$mr^2 \sin^2 \theta \dot{\varphi} + \frac{ZeM}{c} \frac{\sin^2 \theta}{r} = d$$

и, окончательно,

$$\pm m \cdot v \cdot r \sin \theta + \frac{ZeM}{c} \frac{\sin^2 \theta}{r} = d. \quad (6.6)$$

Введем штермеровскую единицу длины, квадрат которой равен отношению магнитного момента к магнитной жесткости частицы

$$r_0^2 = \frac{ZeM}{cmv} = \frac{M}{p}.$$

Штермеровская единица имеет физический смысл орбитального радиуса вращения частицы с зарядом Ze и импульсом mv в экваториальной плоскости. Переходя в уравнении (6.6) к безразмерной переменной с помощью соотношений $k = \frac{r}{r_0}; k_0 = \frac{d}{r_0 mv}$, получим квадратное уравнение относительно

$\sin \theta$

$$(\sin \theta)^2 \pm k^2 (\sin \theta) - k k_0 = 0$$

с решением

$$(\sin \theta) = \mp \frac{k^2}{2} \pm \sqrt{\frac{k^4}{4} + kk_0}. \quad (6.7)$$

Так как необходимо должно выполняться условие $1 \geq \sin \theta \geq -1$, то второй знак минус может быть отброшен. Первый переменный знак дает два решения для движения в северном и южном полушарии. Легко убедиться, что из условия $(\sin \theta)_{max} = 1$ следует, что $(k_0)_{max} = 2$. Тогда

$$(\sin \theta)^2 \approx 2 \frac{k}{k_0}$$

Возводя (9.8) в квадрат и подставляя вместо текущей координаты радиус Земли, получаем значение импульса частицы

$$p = \frac{ZeM}{4cR_{\otimes}^2} (\sin \theta)^4.$$

Это равенство определяет ограничение, накладываемое на импульс заряженной частицы, необходимый для достижения поверхности Земли в точке со сферической координатой θ при вертикальном движении в магнитосфере. Переписав это же на языке магнитной жесткости и более привычной широты, имеем

$$R_{iei} = \frac{M}{4R_{\otimes}^2} (\cos \lambda)^4 \quad (6.8)$$

Величина R_{iei} называется магнитной жесткостью обрезания, или просто жесткостью обрезания и измеряется, как и обычная жесткость, в ГВ·с. Ее величина в (6.8) равна приблизительно 15 ГВ·с. Выражение для жесткости, учитывающее третье измерение, т.е. угол относительно оси восток-запад ψ , выглядит так

$$R_{iei} = \frac{59,3 \cdot (\cos \lambda)^4}{(1 + \sqrt{1 - \cos \psi \cdot \cos^3 \lambda})^2}.$$

Она дает для импульса протона, проходящего в восточно-западном направлении, минимальное значение 59,6 ГВ·с, а в западно-восточном 10 ГВ·с.

6.3 Распространение КЛ в геомагнитном поле

Из уравнения (6.7) следует, что

$$\sin \theta = f(r, d) \quad (6.9)$$

Выражение (6.9) является уравнением семейства траекторий положительно заряженных частиц в геомагнитном поле в пренебрежении атмосферой и собственным телом Земли, которое в действительности может играть роль поглотителя частиц. Следовательно, для любой пары значений r и d могут быть определены две области движения частиц: разрешенная область, для которой $|\sin \theta| \leq 1$ и запрещенная область, для которой $|\sin \theta| > 1$. На рис. 6.2 изображена схема областей движения в меридиональной плоскости для значения $d = -0,2$.

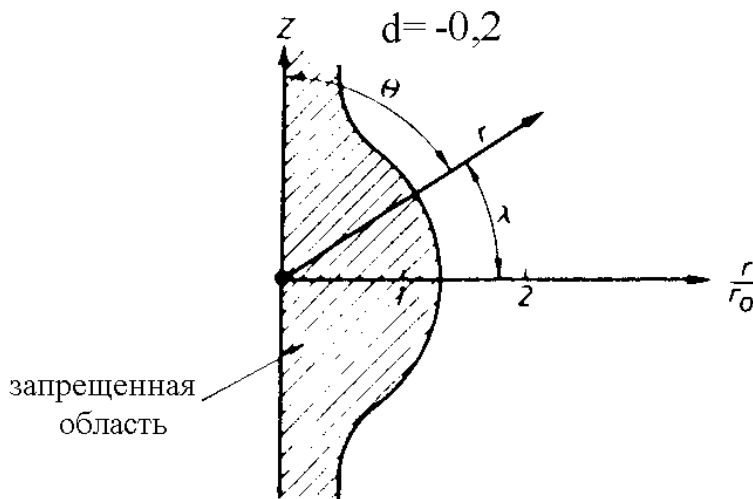


Рис 6.2 Разрешенная и запрещенная области согласно теории Штермера

Для фиксированного положения и направления движения заряженной частицы в магнитосфере, штермеровским конусом называется граничная магнитная жесткость частицы, необходимая для проникновения внутрь. Основным конусом при тех же условиях называется жесткость, достаточная для проникновения в магнитосферу.

Численное моделирование траекторий частиц показало большую сложность картины движения. Во-первых, непрозрачность Земли для частиц делает, как иллюстрирует рис. 6.3, часть траекторий невозможными; во-вторых, не все траектории внутри штермеровского конуса оказались запрещенными.

Существует промежуточная область, называемая пенумброй (penumbra). Пенумбра – это область, включающая и разрешенные, и запрещенные значения жесткости.

Для получения решений уравнения движения, учитывающего напряженность реального геомагнитного поля, наиболее употребим следующий путь вычислений. На основе данных мировой сети магнитных станций производится вычисление гармонических коэффициентов Гаусса геомагнитного поля, затем, вычисляется магнитный потенциал в виде разложения:

$$\psi(r, \theta, \varphi) = R_{\oplus} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n \left(\frac{R_{\oplus}}{r} \right)^{n+1} (g_n^m \cos m\varphi + h_n^m \sin m\varphi) P_n^m(\cos \theta), \quad (6.10)$$

r – расстояние от центра Земли, $P_n^m(\cos \theta)$ – обобщенные функции Лежандра, g_n^m, h_n^m коэффициенты Гаусса, определяемые из измерений напряженности геомагнитного поля на поверхности. Затем, для фиксированной точки на поверхности рассчитываются траектории ухода отрицательно заряженных частиц с различной жесткостью на бесконечность. Отрицательные частицы, способные покинуть магнитосферу, соответствуют положительно заряженным, достигающим поверхность Земли.

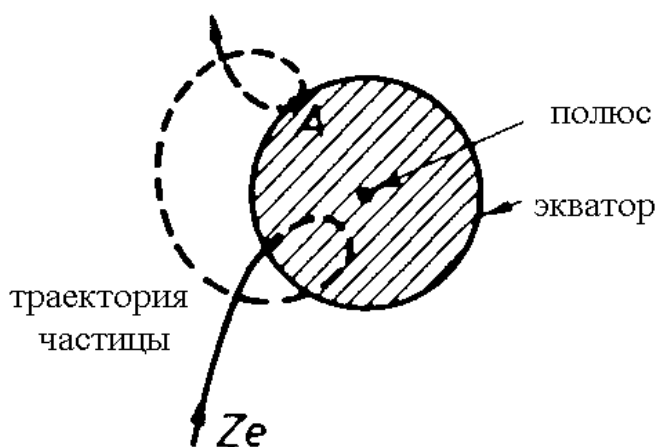


Рис. 6.3 Схема движения в магнитосфере

Следствием геомагнитного обрезания спектра КЛ является широтный эффект, состоящий в изменении интенсивности КЛ на различных широтах. Земля действует, как магнитный спектрометр, анализирующий поток космических частиц. Обсуждаемый эффект существует как для первичных, так и для вторичных КЛ, т. е. его можно наблюдать для мюонов, нуклонов и пионов на любых атмосферных высотах. Удобнее, оказывается, выразить широтный эффект как функцию не геомагнитной широты, а магнитной жесткости обрезания. На рис. 6.4 изображена подобная зависимость для нейтронов, измеренная в 1965 г. Максимальное различие в интенсивностях достигает двух раз.

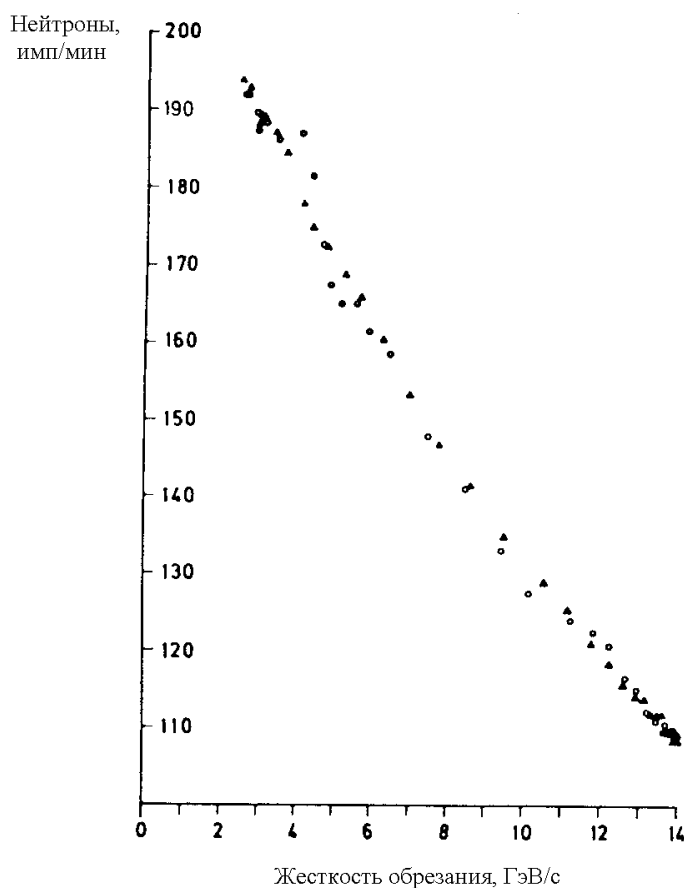


Рис. 6.4 Широтный эффект для вторичных нейтронов КЛ на уровне моря

6.5 Радиационные пояса Земли

Радиационные пояса Земли были открыты научными группами Дж. Ван-Аллена и С.Н. Вернова в 1958 г. при первых полетах советских и американских искусственных спутников. На спутниках были установлены гейгеровские счетчики заряженных частиц, предназначавшиеся для исследования пространственного распределения КЛ. Высотный ход интенсивности космического излучения, вплоть до расстояний порядка сотни километров над поверхностью Земли, был хорошо изучен в проводившихся ранее опытах с подъемом счетчиков на шарах-зондах и метеорологических ракетах. После начального довольно быстрого роста, связанного с уменьшением экранирующего действия атмосферы, интенсивность космического излучения достигала области насыщения. Естественно было ожидать, что примерно такой же уровень счета будет обнаружен и с помощью спутника, летящего на больших высотах. Вместо этого счетчики Гейгера на спутниках зарегистрировали периодически повторявшееся резкое (в десятки тысяч раз) повышение скорости счета. После обработки результатов измерений, т. е. пересчета временного хода показаний счетчиков на зависимость интенсивности от координат (это было нетрудно сделать, так как траектория спутника известна), оказалось, что в окрестности Земли расположена кольцеобразная область, при прохождении которой счетчики регистрируют высокую скорость счета, а следовательно, и повышенную плотность заряженных частиц.

На рис. 6.5 изображено расположение радиационных поясов в околоземном пространстве. На схеме использованы следующие обозначения: 1 – внешние пояса электронов, $E_e > 500$ кэВ; 2 – $E_e > 40$ кэВ; 3 – зона неустойчивой радиации; 4 – внешний радиационный пояс, $E_e > 150$ кэВ; 5 и 6 – внутренние пояса протонов с $E_p > 30$ МэВ и $> 0,1$ МэВ, соответственно. В качестве единицы длины используется радиус Земли. Движение заряженной частицы в радиационном поясе можно разложить на три независимые составляющие: 1) вращение вокруг полоидальной силовой линии по окружности с собственным ларморовским радиусом, 2) циклическое движение вместе с центром вращения вдоль силовой линии из полушария в полушарие между зеркальными точками, и 3) долготный дрейф вокруг Земли по магнитной оболочке. Периоды перечисленных движений для электронов и протонов составляют от микросекунд до миллисекунд, от десятых до десятков секунд и от минут до часов. Важнейшим для формирования структуры поясов является циклическое движение 2), объясняемое действием адиабатического инварианта

(6.3). В отсутствии энергетических потерь, движение по силовой линии в область возрастания напряженности поля приводит к изменению питч-угла, т.е. направлению вектора скорости вплоть до полного отражения частицы.

Любые возмущения геомагнитного поля, к примеру, после солнечных вспышек, приводят к нарушению квазистационарного движения частиц радиационных поясов и их «высыпанию» в атмосферу. Это механизм потери частиц, определяющий их характерное время пребывания в области захвата. Вопрос об относительной мощности источников пополнения поясов дискутируется, однако, большинство авторов признает, что главная роль принадлежит продуктам распада нейтронов альbedo, т.е. тех вторичных нейтронов, образованных в ядерных взаимодействиях КЛ с атмосферой, которые возникли в самых верхних слоях и получили направление наружу. Протоны и электроны, возникающие при их распаде, эффективно захватываются геомагнитным полем.

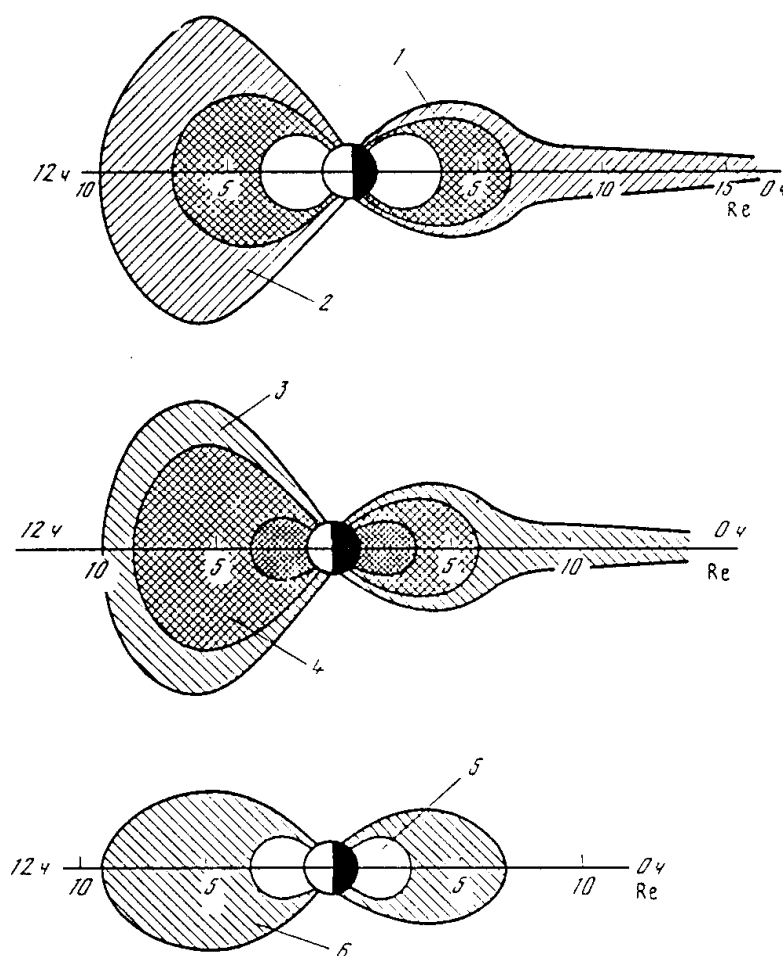


Рис. 6.5 Схема меридионального сечения расположения радиационных поясов в пространстве

7. Вариации КЛ

Под термином вариации КЛ обычно понимают периодические или аperiodические наблюдаемые у Земли изменения интенсивности КЛ во времени. Временные вариации интенсивности могут дать важную информацию о происхождении и свойствах КЛ.

Пусть, как обычно, $dN/dE(E)$ – дифференциальный энергетический спектр протонов КЛ. Будем для простоты изложения рассматривать протоны, вклад более тяжелых ядер может быть учтен фактором в конечном выражении. $n_i(E, x)$ – интегральная кратность генерации вторичных частиц сорта i на глубине атмосферы x , $\text{г}\cdot\text{см}^{-2}$ под действием первичной частицы с энергией E , МэВ. $E(\lambda)$, МэВ – эффективная энергия геомагнитного обрезания спектра КЛ на геомагнитной широте λ , соответствующая критической магнитной жесткости. Тогда интенсивность вторичных частиц сорта i на широте λ и глубине x атмосферы составит

$$J_i(\lambda, x) = \int_{E(\lambda)}^{\infty} n_i(E', x) \frac{dN}{dE}(E') dE'. \quad (7.1)$$

Запишем вариацию выражения (7.1) в линейном приближении, т.е. считая переменные по времени величины взаимно независимыми:

$$\begin{aligned} \delta J_i(\lambda, x) = & \int_{E(\lambda)}^{\infty} \delta n_i(E', x) \frac{dN}{dE}(E') dE' - \\ & - \delta E(\lambda) n_i(E(\lambda), x) \frac{dN}{dE}(E(\lambda)) + \int_{E(\lambda)}^{\infty} n_i(E', x) \delta \frac{dN}{dE}(E') dE'. \end{aligned} \quad (7.2)$$

Разделив (7.2) почленно на $J_i(\lambda, x)$ и обозначив через

$$S_i(E, \lambda, x) \equiv \frac{n_i(E, x) \frac{dN}{dE}(E)}{J_i(\lambda, x)}$$

величину, называемую коэффициентом связи между первичной и вторичной компонентами КЛ сорта i , получим для относительной вариации КЛ в атмосфере выражение вида:

$$\begin{aligned} \frac{\delta J_i(\lambda, x)}{J_i(\lambda, x)} = & \int_{E(\lambda)}^{\infty} \frac{\delta n_i(E', x)}{n_i(E', x)} S_i(E', \lambda, x) dE' - \delta E(\lambda) S_i(E(\lambda), \lambda, x) + \\ & + \int_{E(\lambda)}^{\infty} \frac{\delta \frac{dN}{dE}(E')}{\frac{dN}{dE}(E')} S_i(E', \lambda, x) dE'. \end{aligned} \quad (7.3)$$

Очевидно, что три слагаемых в правой части выражения (7.3) описывают изменения во времени величины $\delta I_i(\lambda, x)$ и связаны с изменениями (вариациями) трёх параметров, отражающих различные физические процессы, а именно:

- $\delta n_i/n_i$ – вызваны локальными атмосферными изменениями кратности генерации вторичных частиц в результате изменения физических условий в атмосфере (температуры, влажности и т.д.), которые носят нерегулярный характер и в условиях постоянного климата, в силу усреднения на выбранной нами временной шкале, не вносят существенного вклада в суммарную величину;
- $\delta E(\lambda)$ – вариации геомагнитного обрезания, которые обусловлены изменениями величины и направления магнитного поля в точке λ за счёт процессов в недрах Земли или магнитосфере, например, магнитными бурями;
- $\delta dN/dE(E)$ – определяются изменениями потока или энергетического спектра КЛ вне магнитосферы Земли. Это наиболее интересный для астрофизики КЛ класс вариаций, связанных с рассмотренными в главе 5 процессами в гелиосфере, а также нарушением локальной стационарности потока КЛ вне Солнечной системы, вызванным процессами в источниках или области распространения.

Один из основных методов исследования вариаций КЛ в широком диапазоне энергий основан на генерации ядерно-активными частицами атмосферного каскада КЛ нейтронов в специальных наземных приборах, называемых нейтронными мониторами. Для генерации нейтронов в таких приборах в качестве среды используется плотное вещество с большим Z – железо или свинец. В результате ядерных реакций в этом веществе происходит множественная генерация нейтронов. Затем они с помощью специальных замедлителей (парафин, полиэтилен) тормозятся до тепловых энергий и детектируются специальными счетчиками. Как правило, в детекторе

нейтроны поглощаются ядрами ^{10}B в классической реакции $^{10}\text{B} + n \rightarrow ^7\text{Li} + \alpha + 2,5 \text{ МэВ}$ и регистрируются по суммарной энергии ядер отдачи. Интенсивность нейтронов у поверхности обусловлена первичными КЛ с энергиями более 1 ГэВ. Таким образом, скорость счета нейтронных мониторов пропорциональна интегральной интенсивности ядерно-активной составляющей КЛ и чрезвычайно удобна для исследования вариаций внеатмосферного происхождения. В настоящее время практически вся поверхность Земли покрыта сетью нейтронных мониторов, включающей более 100 станций.

Для изучения вариации КЛ меньших энергий используют данные прямых измерений потоков первичных частиц на высотных баллонах, аэростатах и космических аппаратах, так как даже приборы относительно небольшой площади, размещенные на высотных объектах, способны обеспечить мониторинг интегральной интенсивности КЛ с приемлемой статистической точностью.

Ниже мы сосредоточим внимание на вариациях КЛ, описываемых третьим слагаемым в выражении (7.3).

7.1 Вариации, связанные с СА

Изменение модуляции КЛ во времени – это экспериментальный факт, подтвержденный множеством измерений. Ее амплитуда меняется в противофазе с 11-летним циклом СА, а временной профиль зависит от 22-летнего магнитного цикла Солнца.

Как следует из обобщенного уравнения Паркера, результирующее искажение спектра КЛ при распространении в гелиосфере можно рассматривать, как совместное действие диффузии КЛ в системе рассеивающих центров, конвективного переноса с плазмой в переменном магнитном поле и дрейфа в градиентах магнитного поля и на границах области модуляции. Законченной теории модуляции КЛ пока не создано, поэтому для практических расчетов используются полуэмпирические формулы. На основе аппроксимации наблюдательных данных за последние циклы СА было получено выражение для дифференциального энергетического спектра протонов КЛ, включающее учет модуляции в виде:

$$\frac{dN_p}{dE}(W, Mod) = A \frac{W(W + 2 \cdot m_p c^2)(W + V + Mod)^{-\gamma}}{(W + Mod)(W + 2 \cdot m_p c^2 + Mod)} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{МэВ}^{-1},$$

где W - кинетическая энергия протона в МэВ, $2m_p c^2$ - удвоенная энергия массы покоя протона (1876 МэВ), $A = 1,24 \cdot 10^6$, $\gamma = 2,65$, а величина V зависит от W :

$$V = 780 \cdot \exp(-2.5 \cdot 10^{-4} \cdot W).$$

Mod отражает модуляцию КЛ и в данной аппроксимации меняется от 100 МэВ, приписываемых отсутствию модуляции, до 900 МэВ, имитирующих высший из наблюдавшихся уровень ослабления интенсивности КЛ. Средний уровень модуляции по разным оценкам соответствует параметру модуляции M от 450 до 500 МэВ.

Магнитные неоднородности в гелиосфере, связанные с отдельными долгоживущими активными областями на Солнце или секторной структурой ММП, могут приводить к 27-дневным периодическим вариациям КЛ, коррелированным с вращением Солнца (27 суточный синодический период вращения Солнца). Если активная область существует в течение нескольких оборотов Солнца, то из-за того, что магнитная неоднородность как бы привязана к определенной силовой линии, “выходящей” из данного меридиана, она будет вращаться вместе с Солнцем. Рассеяние КЛ на таких неоднородностях вызывает 27-дневную вариацию. Такие вариации могут быть обусловлены и взаимодействием КЛ с ударными волнами и неоднородностями на границах вращающихся вместе с Солнцем секторов ММП. Амплитуда 27-суточной вариации составляет не более 1% при наземных измерениях и до 10% при измерениях в космическом пространстве вне магнитосферы Земли.

Конфигурация ММП в виде спирали Архимеда приводит вследствие вращения Земли к локальной анизотропии КЛ и, соответственно к так называемой солнечно-суточной вариации. Диффузионный поток космических частиц направлен в основном вдоль силовых линий регулярного ММП. Радиальный компонент этого потока в среднем компенсируется обратным конвекционным выносом частиц под действием солнечного ветра, в то время как тангенциальный компонент оказывается некомпенсированным, что вызывает суточную вариацию с локальным максимумом интенсивности около 18 ч местного времени. По данным наземных измерений амплитуда этой вариации составляет $\sim 0,2\%$ в мюонной компоненте и $\sim 0,4\%$ в нейтронной.

Модуляционные эффекты могут приводить и к нерегулярным вариациям КЛ, которые называют эффектом Форбуша по имени американского физика. В результате нестационарных процессов на Солнце в межпланетное пространство может выбрасываться плазма, скорость которой значительно превышает скорость магнитогидродинамических волн в солнечном ветре. Это создает в межпланетном пространстве ударную волну. Перед фронтом волны имеет место некоторый рост интенсивности КЛ за счет частиц, отраженных от фронта и ускоренных при встречных соударениях. В то же время, сильное магнитное поле фронта препятствует проникновению частиц, и позади фронта интенсивность космического излучения обычно уменьшается. Распространяясь в окрестностях Земли, ударная волна деформирует магнитосферу, что приводит к магнитной буре. При этом регистрируется сначала некоторое увеличение интенсивности КЛ, а затем резкий спад, амплитуда которого может достигать 10-50% средней интенсивности, как видно на рис. 7.1. Длительность спада определяется скоростью ударной волны и толщиной фронта. При скорости 10^3 км·с⁻¹ и толщине фронта 10^8 км, полное время спада равно 10^5 с, т.е. амплитуда эффекта Форбуша составит 1-2% в час. После спада наблюдается медленное, порядка 0,02-0,05% в час, восстановление интенсивности. Ударные волны в межпланетной среде наиболее сильно влияют на космические частицы малых энергий поэтому эффект Форбуша более ярко выражен на высоких широтах.

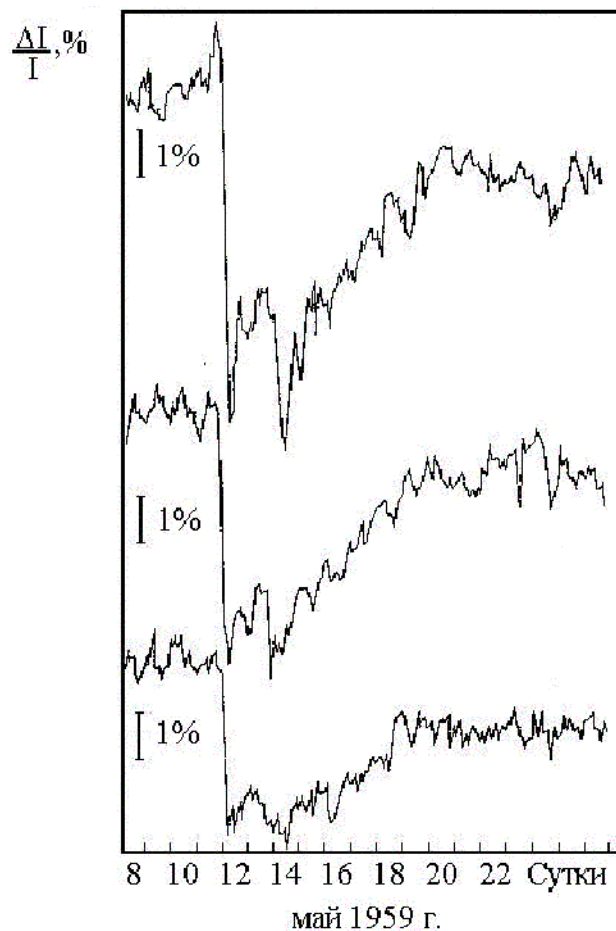


Рис.7.1. Временной ход интенсивности КЛ, измеренной на поверхности Земли, типичный для эффекта Форбуша. Верхняя кривая – данные американских станций, средняя – европейских станций, нижняя – среднеазиатских станций

7.2 Геомагнитные вариации

Геомагнитные вариации обусловлены изменением геомагнитного порога обрезания спектра КЛ, определяемым магнитным полем Земли, которое можно представить как суперпозицию поля внутренних токов (собственный магнетизм Земного шара) и поля, задаваемого системой токов в ионосфере и магнитосфере. К геомагнитным вариациям, таким образом, могут приводить как изменения собственного магнитного поля Земли, так и динамические процессы в ее атмосфере и магнитосфере. Например, приливные движения в атмосфере под воздействием Луны могут оказывать влияние на ионосферные токи. Изменение конфигурации магнитного поля Земли может возникать вследствие различных возмущений магнитосферы, например, при ее деформации во время магнитных бурь. Изменение геомагнитного порога из-за

магнитосферных возмущений приводит к вариациям КЛ, регистрируемым по изменению счета нейтронных мониторов или интенсивности мюонов (в пределах 5-10%).

Геомагнитные возмущения оказывают достаточно сильное воздействие на измеряемые внутри магнитосферы потоки частиц с энергиями менее, чем единицы ГэВ, однако измерения на космических аппаратах позволяют исключить их влияние. Более подробно этот вид вариаций в пособии рассматриваться не будет.

7.3 Долговременные вариации и косвенные методы их изучения

Рассмотренные выше вариации с точки зрения проблемы происхождения КЛ являются локальными возмущениями с пренебрежимо малыми временами. Для диффузии с коэффициентом $D_0 \sim 10^{29} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ на масштабах 1-10 пк следует ожидать характерных времен в сотни и тысячи лет.

Прямые методы изучения вариаций основаны на измерениях потока КЛ в реальном масштабе времени в точках пространства от орбиты до поверхности Земли. Подобные систематические измерения, начатые в конце 40-х годов прошлого века, дают информацию о процессах с характерным временем менее ста лет. Косвенный метод изучения вариаций КЛ основан на измерениях в составе или структуре вещества, вызванных прохождением релятивистских ядер КЛ. При условии независимого датирования исследуемых объектов, к примеру, метеоритов, доступный для изучения промежуток времени приближается к возрасту самого объекта. В зарубежной литературе метод получил устойчивое наименование “археология КЛ”.

Косвенные методы можно подразделить на метод ископаемых треков и радионуклидный метод. Метод ископаемых треков использует образование радиационных дефектов в веществе диэлектриков по пути прохождения в них высокоэнергичного ядра КЛ. Область радиационных дефектов сохраняется в веществе практически неограниченное время и может быть выявлена химическим травлением. Средняя плотность треков за время экспозиции является интегральной характеристикой, пропорциональной потоку ядер КЛ. Метод принципиально отличается тем, что даёт информацию только о вариациях тяжелой ядерной (с $Z > 20$) компоненты КЛ. Поскольку доля тяжелых ядер в составе КЛ не превышает ~1%, метод не нашел широкого

распространения и используется, в основном, при поиске сверхтяжелых, в том числе трансурановых, ядер внеземного происхождения.

7.4 Метод космогенных радионуклидов

Получить оценку интенсивности КЛ в отдаленные эпохи позволяет использование метода наведенной активности при исследовании образцов метеоритов и лунного грунта. Время экспозиции метеоритов в космическом пространстве составляет от $5 \cdot 10^7$ до 10^9 лет. Эксперименты по облучению метеоритов протонами на ускорителях позволили измерить сечения образования различных радионуклидов, пригодных для радиоактивного анализа. Информацию об изменении интенсивности КЛ во времени получают по соотношению концентрации радиоактивного и стабильного изотопов элемента в метеоритах, имеющих разный возраст, который обычно определяют независимым методом. Результаты исследования метеоритов показывают, что в течение нескольких миллиардов лет интенсивность КЛ в среднем была близка современной. В то же время имеются указания на то, что в эпоху от 900 до 300 млн. лет назад поток КЛ мог быть в несколько раз меньше. Таким образом, не исключено, что за последний миллиард лет изменение интенсивности КЛ было не монотонным, а испытывало периоды подъема и спада в пределах 30-40% от средней величины.

Информацию по истории космических лучей можно получить и, исследуя образцы лунного грунта. При попадании в кристаллические материалы сильноионизирующие частицы, главным образом, тяжелые ядра, нарушают структуру кристаллической решетки. Были проведены исследования дефектов кристаллической структуры образцов вещества, взятого с лунной поверхности. В принципе такие исследования позволяют оценить интенсивность тяжелых ядер и тем самым дать информацию о химическом составе космических лучей в отдаленные эпохи. Главная проблема заключается в неопределенности возраста лунных пород, что дает большую погрешность при определении времени экспозиции. С учетом этой неопределенности можно утверждать, что по крайней мере в течение последних 10 млн. лет химический состав космических лучей существенно не изменился.

В табл. 7.1 обобщены данные по кратковременным вариациям интенсивности КЛ, полученные в результате прямых измерений.

Т а б л и ц а 7.1
Кратковременные вариации КЛ

Причина вариаций	Характер вариаций	Амплитуда вариаций, %		
		по интенсивности мюонов	по нейтронным мониторам	по космическим экспериментам
Изменение условий в атмосфере	Сезонные	5	-	-
	Температурные	0,1- 0,2 на 1°С	-	-
	Барометрические	0,345 на мм. рт. ст.	0,7	-
Изменение геомагнитного порога	Деформация магнитосферы Земли	5	10	-
Модуляция КЛ	11-летние	5	30	200
	27-дневные	0,5	1- 2	10
	Солнечно-суточная	0,2-0,3	0.5	2
	Форбуш-эффект	10	30	50
Генерация СЭЧ	Эффекты солнечных вспышек	40	50	10 ³

7.4.1 Расчет образования космогенных нуклидов

Если удастся найти образцы, зафиксировавшие содержание нуклида в различные моменты прошлого, то это позволяет изучать вариации КЛ. Примером могут служить следы атмосферы, послойно включенные в полярные ледники Земли. Количественная связь между измеряемой на поверхности концентрацией нуклида и интенсивностью КЛ должна быть установлена на основе ядерно-физической модели, описывающей его образование в атмосфере и перенос на поверхность.

Выход (скорость образования) космогенного нуклида на глубине x мишени, в данном случае атмосферы, можно определить, как

$$Q(x) = 2\pi K \int_0^{\infty} \frac{dN_{\Sigma}(E, x)}{dE} \sigma(E) dE, \quad (7.4)$$

где K - это размерный коэффициент, учитывающий особенности мишени (плотность, состав, геометрический фактор), а подынтегральные функции – это дифференциальный поток нуклонов на глубине данной мишени и полное сечение ядерной реакции образования искомого ядра-продукта. Численно-аналитический метод нахождения атмосферного потока нуклонов в (7.4) предполагает аналитическое описание нуклонного каскада на основе системы транспортных уравнений с последующим их численным решением. Сечения ядерных реакций измеряются экспериментально хотя бы при ограниченном наборе энергий снаряда, и на эти точки нормируются полуэмпирическая зависимость.

Учет влияния геомагнитного поля на спектр КЛ в атмосфере может быть с приемлемой точностью задан с помощью аппроксимации вертикальной жесткости обрезания КЛ (в ГВ) на геомагнитной широте λ (градусов) и высоте атмосферы h (км):

$$R_{\perp} = 14,9 * \frac{\bar{M}_t}{M_0} * \cos^4 \lambda * \left(\frac{6378}{6378 + h} \right)^2,$$

где через $\frac{\bar{M}_t}{M_0}$ обозначено отношение магнитного момента Земли t лет назад к его современному значению ($8,1 \cdot 10^{25}$ Гс·см³). Следует помнить о необходимости пересчета географических координат интересующей точки на поверхности Земли в геомагнитные. Соотношение между действительной и вертикальной жесткостью вводится через штермеровский угол γ :

$$R(\lambda, \gamma) = \frac{4R_{\perp}}{[1 + (1 - \cos \gamma \cos^3 \lambda)^{1/2}]}, \quad (7.5)$$

причем он вычисляется из азимутального ψ и зенитного φ углов налетающей частицы КЛ, как

$$\cos \gamma = \cos \Psi \cdot \sin \varphi.$$

В одномерном приближении прямо-вперед следует использовать выражение (7.5), а в случае более точных расчетов в двумерной модели рекомендуется введение функция магнитного обрезания $M_f(\lambda, \varphi, \psi, E_0)$, учитывавшей угловые

распределения КЛ. $M_j(\lambda, \varphi, \psi, E_0)$ принимает значение 1, если частица j с энергией E_0 может прийти на широте λ с направления (φ, ψ) и 0, если не может. Описанная модель позволяет выполнять оценочные расчеты, не требующие точности лучше 50%.

7.4.2 Двухмерная модель

Резко возросшие в последние десятилетия возможности персональной вычислительной техники позволяют реализовать расчет по двухмерной высотно-широтной модели образования космогенных нуклидов в атмосфере. Ее основное отличие заключается в учете угловых зависимостей первичной частицы и использовании двойного дифференциального сечения выхода нуклонов, что позволяет корректнее учесть влияние дипольного магнитного поля на доступность атмосферы для частиц КЛ.

Скорость образования нуклида Q на данной широте (геомагнитной) λ и глубине x выражается как

$$Q(x, \lambda) = \sum_{j=n,p,a} \iiint Q_j(x / \cos(\varphi), E) \cdot M_j(\lambda, \varphi, \psi, E) \cdot \frac{dN_{\Sigma}}{dE}(E, x) \cdot d\varphi \cdot d\psi \cdot dE. \quad (7.6)$$

При этом, в $Q_j(x, E)$ содержится наиболее трудоемкая часть вычислений (7.6), включающая расчет каскада, вызванного частицей j в толстой мишени, и зависящая только от ядерно-физической модели и характеристик реакций. При наличии табличных данных, т.е. табуляции этой функции, дальнейший расчет состоит из достаточно простых и быстрых вычислений. Необходимость в корректировке таблицы возникает только при получении новых данных о сечениях реакций приводящих к образованию данного нуклида или изменении модели развития каскада.

Распределенные потери энергии на ионизацию и возбуждение атомов мишени вызывают последовательную трансформацию энергетического спектра заряженных частиц в каскаде. Их замедление описывается известным уравнением Бёте - Блоха и зависит только от химического состава мишени:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi \cdot z^2 e^4}{mv^2} \rho N_A \frac{Z}{A} \left[\ln \frac{2mv^2}{I(1 - \frac{v^2}{c^2})} - \frac{v^2}{c^2} \right], \quad (7.7)$$

где z - заряд частицы, N_A - число Авогадро, Z и A атомное и массовое числа мишени, I - ионизационный потенциал. Поправки Блоха и Мотта в выражении

(7.7) в пределах 3% точности результирующего нуклонного потока можно не учитывать.

Энергетический спектр первичных частиц в (7.6) может задаваться в произвольной форме, что, в принципе, позволяет производить по такой схеме расчеты, как связанные с образованием нуклидов в атмосфере для различных форм спектра КЛ, так и вычисления распределения продуктов ядерных реакций в толще других мишеней.

Расчеты показали, что несмотря на важную энергетическую роль пионов в атмосферном каскаде КЛ, их вклад в образование вторичных ядер пренебрежимо мал, поэтому мы не будем учитывать реакций под действием пионов в своих расчетах.

Остановимся более подробно на расчете табличной функции скорости образования нуклида. Распространение нуклонного каскада в толстой мишени описывается системой кинетических уравнений:

$$\frac{\partial}{\partial x} N_i(E, \Omega, x) = -\mu(E)N_i(E, \Omega, x) - \frac{\partial}{\partial E} b_i(E) + \sum_k \iint_{\substack{E_1 > E \\ \Omega_1}} \mu(E_1) n_{k,i}(E, E_1, \Omega, \Omega_1) N_k(E_1, \Omega_1, x) dE_1 d\Omega_1, \quad (7.8)$$

где $N_i(E, \Omega, x)$ - поток частиц типа i с энергией E , в телесном угле Ω на глубине x ,

$\mu(E) = \sigma_{tot}(E)/m$ - массовый коэффициент поглощения за счет неупругих взаимодействий, $\sigma_{tot}(E)$ - полное сечение неупругих взаимодействий, m - атомная масса частиц мишени,

$b_i(E)$ - распределенные энергетические потери частицы,

$n_{k,i}(E, E_1, \Omega, \Omega_1)$ - двойное дифференциальное сечение, т.е. интенсивность вторичных частиц i , с энергией E в телесном угле Ω , образующихся при взаимодействии первичной частицы k с энергией E_1 в телесном угле Ω_1 , с ядрами мишени.

Атмосфере соответствует случай азимутальной симметрии распространения каскада в плоскопараллельной двухмерной (x, λ) толстой однородной мишени.

В расчетах эффективно использовать метод последовательных поколений, который позволяет значительно сократить время вычислений и является устойчивым по отношению к точности задания дифференциального спектра вторичных нуклонов, образующихся при взаимодействии первичных частиц с ядрами. Суть метода состоит в том, что для потока влетающих в

мишень частиц рассчитывается распространение вглубь с учетом ионизационных потерь и выбывания за счет неупругих взаимодействий. Взаимодействующие частицы исключаются из рассмотрения в данном поколении и порождают следующее. Итерации по поколениям производятся несколько раз с учетом требуемой точности. При этом, поток частиц представляется в виде:

$$N_i(E, \Omega, x) = N^0_i(E, \Omega, x) + N^1_i(E, \Omega, x) + N^2_i(E, \Omega, x) + N^3_i(E, \Omega, x) + \dots ,$$

где верхний индекс обозначает поколение частиц. Тогда с учетом сделанных допущений система кинетических уравнений (7.8), описывающая каскад, превращается в последовательность итераций:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} N_i^0(E, \theta, x) &= -\mu(E)N_i^0(E, \theta, x) - \frac{\partial}{\partial E} b_i(E) \\ \frac{\partial}{\partial x} N_i^1(E, \theta, x) &= -\mu(E)N_i^1(E, \theta, x) - \frac{\partial}{\partial E} b_i(E) + \sum_k \iint_{\substack{E_0 > E \\ \theta_0}} \mu(E_0) n_{k,i}(E, E_0, \theta, \theta_0) N_i^0(E_0, \theta_0, x) dE_0 d\theta_0 \\ \frac{\partial}{\partial x} N_i^2(E, \theta, x) &= -\mu(E)N_i^2(E, \theta, x) - \frac{\partial}{\partial E} b_i(E) + \sum_k \iint_{\substack{E_0 > E \\ \theta_0}} \mu(E_0) n_{k,i}(E, E_0, \theta, \theta_0) N_i^1(E_0, \theta_0, x) dE_0 d\theta_0 \\ &\dots \dots \end{aligned}$$

Для каждого поколения сначала рассчитывается количество частиц взаимодействующих с атомами атмосферы в слое толщиной dx с учетом угла движения частицы. Затем, эти частицы считаются выбывшими из данного поколения и образуют следующее. Для оставшихся рассчитываются ионизационные потери и производится перенормировка для привязки энергий к выбранной сетке. Учитывая разбиения частиц по диапазонам углов и энергий, можно записать:

$$\begin{cases} N_{i,\theta,E,x+1}^g = \sum_{E_0} N_{i,\theta,E_0,x}^g R_{i,\theta,E_0,E} & , \theta < 90^0 \\ N_{i,\theta,E,x-1}^g = \sum_{E_0} N_{i,\theta,E_0,x}^g R_{i,\theta,E_0,E} & , \theta > 90^0 \end{cases}$$

$$N_{i,\theta,E,x}^{*g} = N_{i,\theta,E,x}^g I_{i,\theta,e}$$

$$N_{i,\theta,E,x}^{g+1} = \sum_k \sum_{E_0} \sum_{\theta_0} \sum_{d\theta} N_{k,\theta_0,E_0,x}^{*g} K_{\theta,\theta_0,d\theta} n_{k,i,E_0,E,d\theta}$$

где, g – индекс поколения частиц,

θ, θ_0 - индексы углов вторичных и первичных частиц,

E, E_0 - индексы энергии вторичных и первичных частиц,

$N_{\theta, E, x}^g$ - количество частиц поколения g , в энергетическом диапазоне E и углом θ на глубине x ,

$N_{\theta, E, x}^{*g}$ - количество частиц поколения g , в энергетическом диапазоне E и углом θ на глубине x , которые взаимодействовали в мишени и вызывают генерацию частиц следующего поколения

$R_{i, \theta, E_0, E}$ - матрица распространения (доля частиц из энергетического диапазона E_0 , которые попадают в диапазон E , при прохождении через слой мишени dx , в направлении θ),

$I_{i, \theta, E}$ - матрица взаимодействия (доля частиц из энергетического диапазона E , которые при прохождении через слой мишени dx , в направлении θ , взаимодействуют с ядрами мишени),

$n_{k, i, E_0, E, d\theta}$ - матрица множественности (количество вторичных частиц i в диапазоне E с углом вылета $d\theta$, рожденных при взаимодействии первичных частиц k из энергетического диапазона E_0 с ядрами мишени),

$K_{\theta, \theta_0, d\theta}$ - матрица задающая геометрические соотношения для распределения вторичных частиц по угловым диапазонам.

Первая система уравнений описывает изменение потока частиц распространяющихся вверх и вниз, соответственно. Два следующих уравнения задают генерацию частиц следующего поколения.

Учет вклада α -частиц в образование нуклидов может быть выполнен умножением протонной скорости образования на некоторый фактор. Его величина складывается из умножения среднего числа осколков при фрагментации α -частицы в воздухе равного 2.8 на долю α -частиц в составе КЛ, равную 0,13. Результирующее значение составляет 0,36, и коэффициент, дающий поправку на увеличение скорости образования за счет α -частиц в выражениях для производства космогенных нуклидов, составляет 1,36.

Рассмотрим зависимость образования нуклида от широты. Сферичность атмосферы делает восприятие более удобным при учете уменьшения доли поверхности с широтой. Несмотря на то, что абсолютная скорость образования максимальна у полюса, вклад полюсов в интегральную скорость образования

по всей атмосфере мал. Максимум глобального образования ^{10}Be приходится на широты от 55 до 60 градусов. На рис. 7.2 приводятся зависимости образования ^{10}Be в тропосфере и стратосфере. Здесь максимум приходится на область толщи около $200 \text{ г}\cdot\text{см}^{-2}$, и образование нуклида оказывается равномерно распределенным между стратосферой и тропосферой.

С точки зрения практического использования, средняя глобальная скорость образования нуклида является величиной малоинформативной. Однако она может быть полезна для балансовых оценок, и сравнения с результатами других авторов. Эти значения приводятся в табл. 7.2.

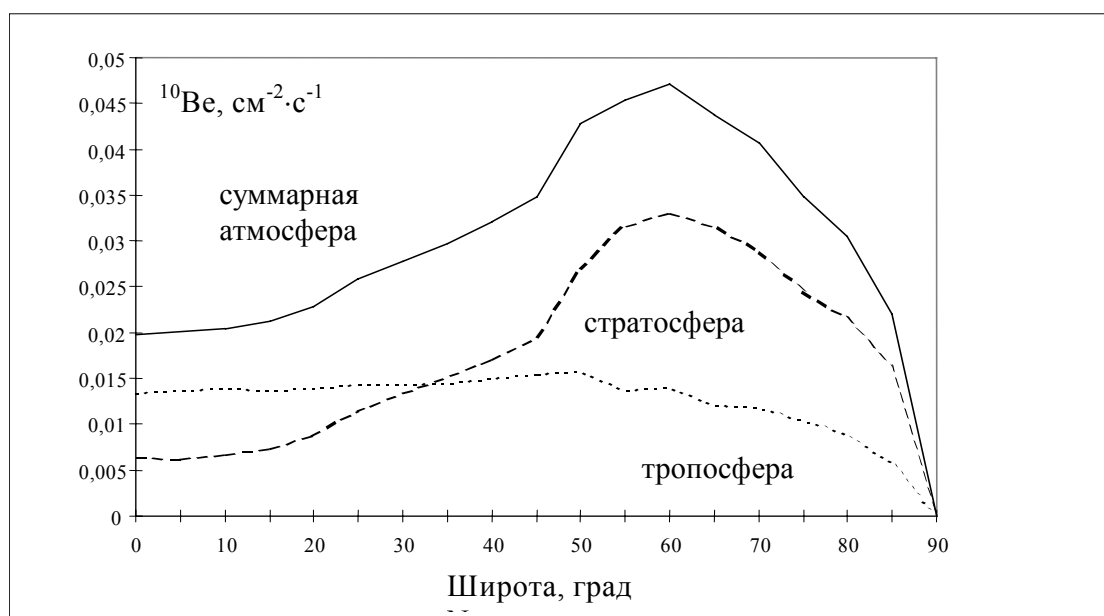


Рис. 7.3. Широтная зависимость скорости образования ^{10}Be в стратосфере и тропосфере, сплошная линия — полная атмосфера

Т а б л и ц а 7.2

Скорости образования космогенных радионуклидов в атмосфере Земли

Скорость образования, $\text{см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$	^{10}Be	^7Be	^{26}Al	^{36}Cl
Стратосфера	0,019	0,041	$0,7\cdot 10^{-4}$	$1,3\cdot 10^{-3}$

Тропосфера	0,015	0,022	$0,5 \cdot 10^{-4}$	$6,1 \cdot 10^{-4}$
Атмосфера	0,034	0,063	$1,2 \cdot 10^{-4}$	$1,9 \cdot 10^{-3}$

Процессы переноса атмосферной космогенных нуклидов в атмосфере могут существенно искажать исходную временную зависимость их концентрации от интенсивности КЛ. Однако вопросы обмена космогенной радиоактивности в окружающей среде выходят за рамки задач настоящего пособия и освещены в дополнительной литературе к главе.

7.4.3 Образование под действием СЭЧ

Космогенные нуклиды могут образовываться не только под действием КЛ, но и под действием СЭЧ. При изучении вариаций КЛ это будет создавать фоновый сигнал, являться помехой. Необходимо оценить его амплитуду.

Расчет эффекта СЭЧ выполним в приближении тонкой мишени. Крутой энергетический спектр солнечных протонов позволяет пренебречь вкладом каскадных частиц. Число атомов сорта i , образуемых солнечными протонами с энергией E в элементе атмосферной толщи, $Q_i(E, x)$ дается выражением

$$\frac{d^2}{dE dx} Q_i(E, x) = K \sigma_p \frac{d^2 N_p(E, x)}{dE dx}, \quad (7.9)$$

где $d^2 N_p(E, x)/dE \cdot dx$ - дифференциальный флюенс протонов в интервалах энергии и атмосферной толщи. Последнюю величину следует получить, модифицируя исходный спектр солнечных протонов на границе атмосферы ($x = 0$) с учетом радиационных потерь их энергии для текущей толщи x . Начальный спектр протонов $dN_p(E, x)/dE$ ($x=0$) восстанавливался для серии из четырех вспышек произошедших 19 - 30 октября 1989 г. по данным аппаратуры SEM, установленной на спутнике GOES и проводившей измерения потоков протонов и α -частиц в нескольких интегральных диапазонах энергии. Полный флюенс протонов с энергией выше 30 МэВ составил $4,2 \cdot 10^9$ см⁻², что делает это событие одним из самых мощных за время прямых наблюдений.

В результате для рассмотренного периода СА путем интегрирования (7.9) вычислены следующие выходы радионуклидов:

$$\begin{aligned} {}^{10}\text{Be} \quad Q_{\text{СЭЧ}} &= 1,5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-2}, \\ {}^{36}\text{Cl} \quad Q_{\text{СЭЧ}} &= 7,8 \cdot 10^4 \text{ см}^{-2}. \end{aligned}$$

Использование различных нормированных на полный поток аналитических аппроксимаций дифференциального спектра протонов по жесткости не вызывает существенных изменений приводимых выше результатов. Основную долю образования ^{10}Be и ^{36}Cl обеспечивают частицы с энергиями менее 80 МэВ. Эти энергии соответствуют широтам геомагнитного обрезания более 70 градусов. Таким образом, рассмотренное интенсивное образование радионуклидов во время солнечных вспышек будет происходить лишь в верхней стратосфере областей окружающих геомагнитные полюса и составляющих не более 11% поверхности Земли. После усреднения образованных протонами СЭЧ количеств нуклидов по всей поверхности земного шара и по их характерному времени пребывания в стратосфере, составляющему порядка одного года для ^{36}Cl и полутора лет для ^{10}Be , получится средняя глобальная скорость образования радионуклидов за счет мощных солнечных вспышек октября 1989 г.:

$$\begin{aligned} {}^{36}\text{Cl} \quad Q_{\text{СЭЧ}} &= 0,53 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}, \\ {}^{10}\text{Be} \quad Q_{\text{СЭЧ}} &= 0,27 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}. \end{aligned}$$

Видно, что при годовичном временном разрешении, эффект даже очень мощного солнечного события в среднем атмосферном потоке ^{36}Cl составляет около 25%, т.е. находится вблизи границы экспериментальных ошибок, а для ^{10}Be вообще пренебрежимо мал. Однако, для приполярных областей известны сезонные процессы вертикального массопереноса, характеризующиеся временами гораздо меньшими, чем среднее время пребывания космогенных радионуклидов в стратосфере. Предположив, что подобный быстрый перенос совпал по времени с повышенным образованием продуктов солнечных КЛ, мы можем ожидать значительное локальное увеличение потока ^{36}Cl на поверхности Земли, при этом поток ^{10}Be изменится в гораздо меньшей степени. Подобные не коррелированные вариации присутствуют в годовичных измерениях пары радионуклидов в полярном льду со станции Dye-3 (Гренландия) и не нашли пока окончательного объяснения.

К сожалению, все известные из прямых наблюдений мощные солнечные протонные события приходятся на период антропогенного загрязнения окружающей среды радиоактивным хлором, связанным с влиянием ядерных взрывов. Это обстоятельство не позволяет на сегодняшний день проверить высказанное предположение.

7.5 Долговременные вариации по результатам измерений

Для достоверной интерпретации экспериментальных данных по космогенным нуклидам проверим их на совпадающем с прямыми измерениями КЛ участке временной шкалы и затем расширим анализ на сотни и тысячи лет в прошлое.

Из измеренных к настоящему времени с годичным разрешением космогенных нуклидов, только один, ^{10}Be , может быть сопоставлен с измерениями интенсивности КЛ на Земле и в ближнем космосе. Средний поток космогенного ^{10}Be , поступающий на поверхность Земли с атмосферными осадками, соответствует его средней скорости образования в ядерных реакциях под действием КЛ.

Имеется ряд однородных измерений КЛ, выполненных нейтронными мониторами на поверхности Земли. На рис. 7.3 приводятся результаты сравнения среднегодовых скоростей счета нейтронных мониторов Дип Ривер (Deer River) с жесткостью обрезания 1,02 ГВ, установки МГУ (2,42 ГВ) и монитора Клаймакс (Climax, 2,99 ГВ) с концентрацией ^{10}Be во льду на совпадающем интервале измерений. К сожалению, время сравнения охватывает всего около трех 11-летних циклов СА, тем не менее, некоторые качественные выводы следуют и из него. Видно, что при сходстве тенденции, значительные (до 100 %) изменения от года к году концентрации ^{10}Be не могут быть обусловлены изменениями средней интенсивности КЛ. Скорее всего, это проявляются изменения переноса нуклида, которые при восстановлении скорости образования нуклида следует исключать, как шумовую компоненту.

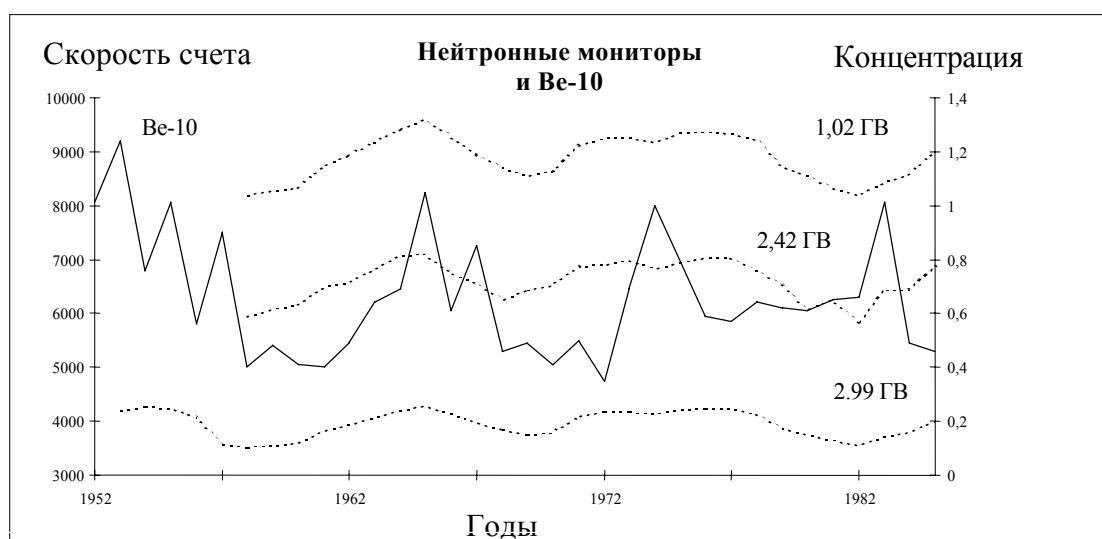


Рис. 7.3. Среднегодовые скорости счета трех нейтронных мониторов Дип Ривер, МГУ и Клаймакс показаны штриховыми линиями совместно с концентрацией ¹⁰Be в годовых образцах гренландского льда (сплошная линия)

Понятие СА длительное время было синонимом интенсивности образования пятен на поверхности Солнца. Лишь в последние десятилетия оно расширилось и включило в себя весь комплекс поверхностного выделения энергии, связанный с передачей магнитной энергии веществу и излучению. Однако прямая количественная информация о временных вариациях СА в прошлом за десятки и сотни лет содержится только в сводках о числе солнечных пятен. Честь первых наблюдений солнечных пятен по традиции отдается Галилео Галилею (1611 г.). В 1843 г. баварский астроном-любитель Генрих Швабе, обобщив собственные наблюдения за период 1826-1843 гг., обнаружил десятилетний интервал между максимумами числа регистрировавшихся пятен: так был открыт 11-летний цикл СА. Рудольф Вольф организовал в 1948 г. службу наблюдений и подсчета пятен по разработанной им и ставшей стандартной методике. Количественным показателем уровня СА исторически был выбран параметр, впоследствии названный индексом Вольфа (W):

$$W = K(10g + f),$$

где f – полное число солнечных пятен, g - число групп солнечных пятен и K – нормирующий множитель, учитывающий различия условий наблюдения. К настоящему времени история СА представлена уникальным, самым длинным

из известных человечеству, рядом наблюдательных данных, отражающим ее динамику на протяжении почти четырехсот лет. Одной из главных особенностей ряда является устойчиво повторяющееся 11-летнее чередование минимумов и максимумов.

На более длинной временной шкале Солнце демонстрирует нам еще одну загадку – интервалы, когда СА практически отсутствовала, продолжавшиеся несколько десятков лет. Ближайшим к нам по времени и единственным из них, доказанным астрономически, является минимум Маундера 1645 - 1715 гг. На протяжении 70 лет пятна на Солнце или отсутствовали, или соответствовали очень малым (< 10) значениям чисел Вольфа. По косвенным данным, из которых важнейшим является концентрация радиоуглерода в кольцах деревьев, были выделены и другие периоды подавленной СА. На последние 11 тыс. лет их приходится 23, а на наше тысячелетие три: уже обсуждавшийся маундеровский, а также получившие названия шпереровского (1450 - 1550) и вольфовского (1380 -1425). Природа «Глобальных минимумов» не известна, хотя имеются свидетельства того, что периодичность в активности есть типичная особенность звезд того же спектрального класса, что и Солнце. Космогенные долгоживущие нуклиды потенциально являются уникальным источником информации об эволюции СА. Экспериментальные ряды их скорости образования качественно отражают ее изменения за сотни лет. Посмотрим, насколько эти данные поддаются количественной расшифровке.

Восстановленная с помощью модели атмосферного образования по ряду концентрации ^{10}Be во льду интенсивность КЛ, представленная на рис. 7.4, отражает историю активности Солнца за сто пятьдесят лет. Прежде всего, следует отметить соответствие амплитуды 11-летнего солнечного цикла, проявившегося в интенсивности КЛ, известному из прямых наблюдений диапазону. Исключение составляет резкое увеличение до 1715 г., характеризующее границу Маундеровского минимума. Отрицательная корреляция положения экстремумов в рядах восстановленной интенсивности КЛ и СА за единичным исключением сохраняется на всем интервале годичного восстановления, т.е. до 1783 г. Согласие остается удовлетворительным на всем интервале сравнения.

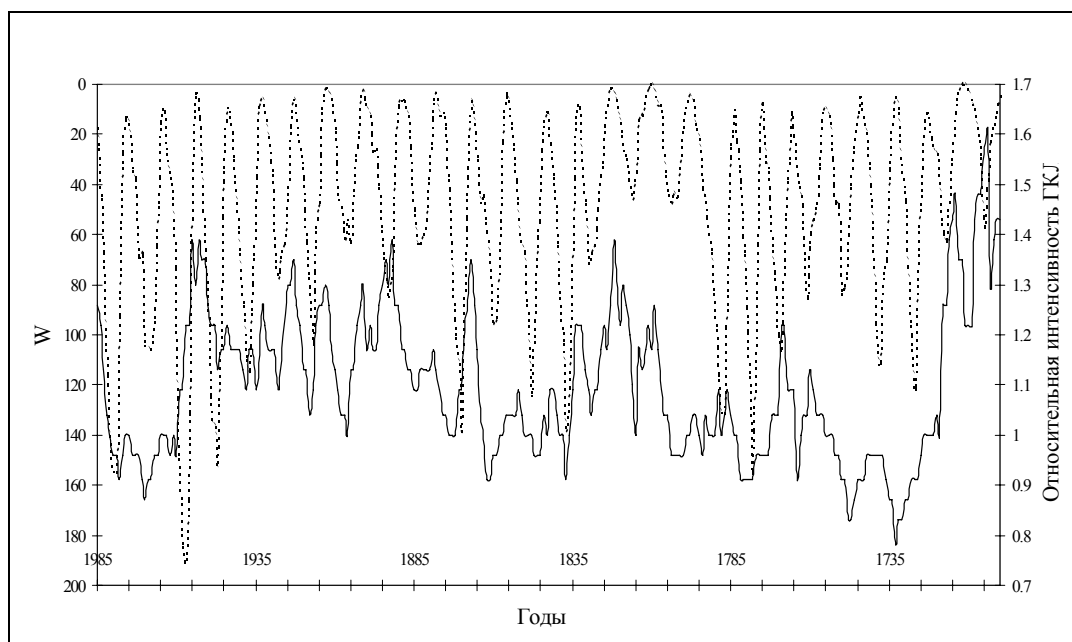


Рис. 7.4 Сравнение восстановленной по ^{10}Be интенсивности КЛ (сплошная линия) с рядом чисел Вольфа (инвертированная шкала), вычисленных по астрономическим наблюдениям

Доказательством того, что наблюдаемые в ряду ^{10}Be вариации, совпадающие по времени с глобальными минимумами СА, связаны с изменением его скорости образования, можно считать совместный анализ бериллиевого и радиоуглеродного рядов. Если вариации ^{10}Be отражают изменения в интенсивности КЛ, то их с некоторым весом можно взять в качестве входной функции (атмосферной скорости образования) при решении уравнения обмена ^{14}C . Близость рассчитанного таким образом временного хода атмосферной концентрации ^{14}C к экспериментальным значениям, была бы убедительным подтверждением внешней для Земли причины изменения скорости образования ^{10}Be . Это было выполнено с использованием ряда концентраций ^{10}Be в ледовой колонке Milcent (Гренландия) и модели обмена радиоуглерода. ^{10}Be в Milcent был измерен для интервала 1181 - 1821 гг. (всего 120 определений). Результаты приводятся на рис. 7.5, где достоверно проявляются все три предполагаемых минимума СА: Маундера (1645 - 1715 гг.), Шпёрера (1450 - 1550 гг.) и Вольфа (1290 - 1340 гг.).

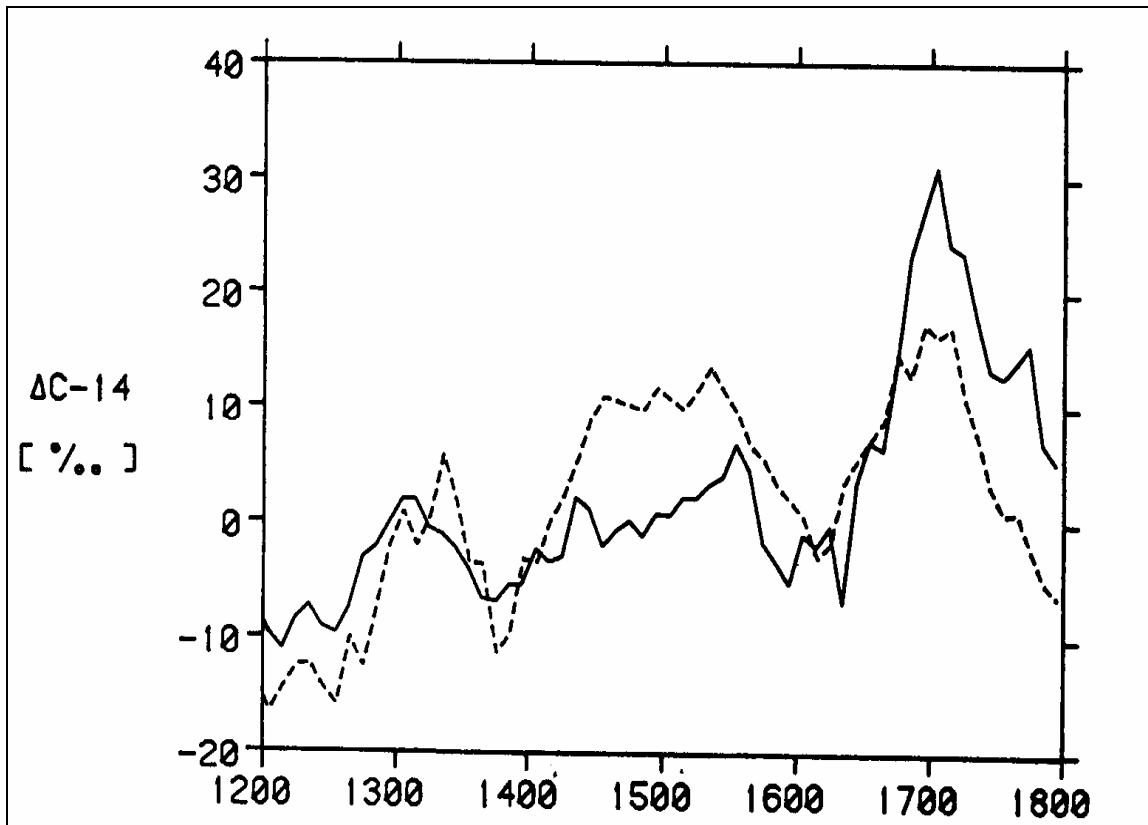


Рис. 7.5. Сравнение вычисленного относительного содержания ^{14}C в атмосфере (см. пояснения в тексте), показанного сплошной линией с экспериментальным рядом концентраций в датированных кольцах деревьев, аппроксимированных штриховой линией

Таким образом, сравнение проявлений СА в восстановленных рядах интенсивности КЛ с прямыми и косвенными экспериментальными данными доказывает возможность применения долгоживущих космогенных нуклидов для изучения динамики Солнца на тысячелетней шкале.

7.6 Межзвездные вариации

Исследования космогенных нуклидов в метеоритах и лунном грунте показали, что за время порядка возраста этих объектов, интенсивность КЛ в среднем не менялась более чем на 10%, и в предшествовавшие два миллиона лет, возможно, была в 1,2 – 1,3 раза выше, чем теперь. Тем не менее, это не

закрывает возможности коротких всплесков интенсивности. Специальный интерес привлекала гипотеза локального источника, обсуждавшая вероятность появления близкого межзвездного ускорителя КЛ за доступный для изучения промежуток времени.

Наиболее мощное выделение энергии, которое могло произойти вблизи Солнечной системы в течение геологического времени, это вспышка сверхновой (СН) звезды второго рода. Частота вспышек СН в Галактике на сегодняшний день оценивается, как $0,2 \text{ год}^{-1}$. Несомненным было бы влияние взрыва близкой сверхновой на биологическую эволюцию. Поэтому интерпретация повышенного содержания космогенного ^{10}Be в антарктическом керне со станции Восток на глубине льда, датированной примерно 35 тыс. лет в прошлое, как свидетельства подобного события, вызвала оживленную дискуссию.

Два механизма, связанных со СН могут привести к увеличению концентрации космогенных нуклидов в атмосфере: увеличение образования, дополнительным потоком КЛ, ускоренных при взрыве, и прямой привнос обогащенного изотопами внеземного вещества. Это вещество, в свою очередь, могло бы представлять собой часть сброшенной сверхновой оболочки, прошедшей через фазу r -процесса, или соответствовать составу вещества межзвездной среды, нагребенному головной ударной волной.

Оценим избыточное образование долгоживущих космогенных нуклидов от близких взрывных источников гамма-излучения. Если исходить из полной энергии гамма – всплеска в 10^{52} эрг и расстояния до объекта в 1 кпк, то полный поток энергии (флюенс) от такого события составит у Земли примерно $8,4 \cdot 10^7 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2}$, а среднегодовой эквивалент интенсивности γ -квантов $2,7 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$.

Последние расчеты выхода радиоуглерода в фотоядерных атмосферных реакциях, выполненные для γ -спектра от распада π_0 мезонов, дают выход порядка 50 атомов ^{14}C на эрг. Отметим, что спектр гамма всплесков вероятно еще более крутой, чем π^0 -мезонный, т.е. образование ими радионуклидов еще менее эффективно. Итак, для радиоуглерода среднегодовая глобальная скорость образования получается равной

$$Q_{C-14} = 34 \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1},$$

что в 16 раз больше соответствующей скорости образования под действием КЛ.

Представляется очевидным, что для ^{10}Be сколько-нибудь эффективного образования не произойдет, т.к. основная энергия гамма всплеска соответствует

энергии фотонов 30 - 2000 кэВ, что ниже порога реакции образования ^{10}Be на азоте. Кроме того, γ -кванты, имеющие энергию даже выше пороговой, дадут вторичные нейтроны с энергией ниже пороговой (фотоядерные реакции в области гигантского резонанса).

Окончательный вывод: образование радиоуглерода от космологических гамма источников могло бы быть зарегистрировано в приземной концентрации при годовом временном разрешении. Однако, его короткое по сравнению с частотой γ -всплеска (10^{-5} - 10^{-6} лет $^{-1}$) время жизни делает вероятность регистрации крайне малой. ^{10}Be , чье время жизни соответствует требуемой временной шкале, практически не образуется γ -квантами таких энергий. Другие долгоживущие продукты реакций скалывания имеют пороги образования выше 40-50 МэВ и могут в данной связи не рассматриваться.

В заключение главы отметим, что разработанный метод изучения вариаций КЛ на основе космогенных радионуклидов оказался плодотворным для выявления модулирующего действия ряда астрофизических и земных факторов на интенсивность космических ядер. Для разрешения проблемы происхождения КЛ метод пока принес только один результат. Установлено, что в последние несколько миллионов лет локальная интенсивность существенно не менялась. Локальная плотность КЛ основного энергетического диапазона в пределах точности метода является стационарной.

8. Ускорение КЛ

Объяснение физического механизма, обеспечивающего передачу значительной доли энергии межзвездной среды релятивистским частицам, составляет важнейшую часть проблемы происхождения КЛ. Исходными требованиями к механизму ускорения КЛ, диктуемыми экспериментальными данными, являются:

- формирование единообразного степенного по энергии спектра ускоренных частиц;
- эффективность ускорения для всех ядер;
- универсальность с точки зрения астрономических условий ускорения;
- широкий диапазон энергий ускоренных частиц (от 10^9 до 10^{21} эВ).

Последний пункт требований в рамках единого подхода на сегодня выполнить не удастся. Поэтому принято рассматривать механизмы ускорения до сверхвысоких энергий, как самостоятельный класс моделей.

Многообразие физических свойств известных астрономических объектов привело к открытию большого числа процессов, в которых заряженные частицы способны приобретать энергию. Каждые из них превратился в специальную область исследований. Такими процессами являются ускорение на плазменных волнах, ускорение в токовых слоях и др. Ниже будут кратко рассмотрены только те немногие из них, которые на взгляд автора способны удовлетворить сформулированные выше требования.

8.1 Ускорение до энергий меньших, чем 10^{17} эВ

С точки зрения вида взаимодействия все предложенные механизмы имеют электромагнитную природу, т.е. изменение энергии происходит при движении заряженной частицы в электрическом поле:

$$\Delta E = Ze \int_0^{t_{\text{удерж}}} (\vec{\varepsilon} \cdot \vec{v}) dt = Ze \int_l \vec{\varepsilon} \cdot d\vec{l},$$

где $\vec{\varepsilon}$ - напряженность электрического поля по траектории \vec{l} в области ускорения со временем удержания КЛ $t_{\text{удерж}}$. Если среднее значение напряженности поля по траектории в области ускорения отлично от нуля, то может осуществляться монотонное изменение, в том числе и рост энергии. Такой механизм ускорения называется регулярным. Понятно, что регулярные механизмы ускорения имеют обратимый характер. Частицы, движущиеся в направлении противоположном направлению ускорения, испытывают потерю энергии, т.е. замедление. Если среднее значение напряженности равно нулю, но не равно нулю среднее значение квадрата напряженности, может реализоваться один из стохастических механизмов ускорения КЛ. В этом случае изменение энергетического распределения может быть описано, как диффузия частиц в импульсном пространстве. Первым такой механизм предложил Энрико Ферми в 1949 г.

8.1.1 Классическое ускорение Ферми (Ферми второй степени)

Рассмотрим в простейшем одномерном приближении взаимодействие газа нерелятивистских быстрых микрочастиц с газом макрочастиц (см. схему на

рис. 8.1). Пусть выполняются естественные условия $M \gg m, |\bar{u}| \ll |\bar{v}|$. Считаем столкновения абсолютно упругими.

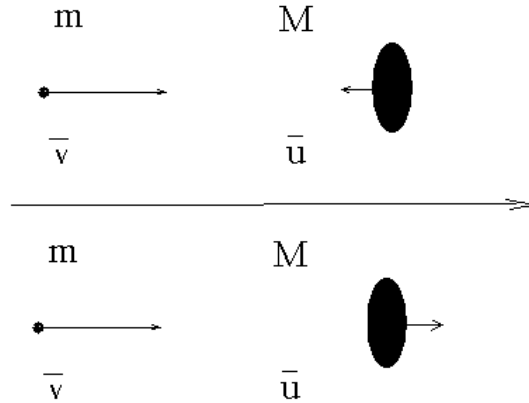


Рис. 8.1. Схема столкновения макро- и микрочастиц

Тогда, при одном лобовом столкновении макро и микрочастицы изменение энергии последней составит $\Delta W = \frac{m(v+u)^2}{2} - \frac{mv^2}{2} \approx m \cdot v \cdot u \Rightarrow \frac{\Delta W}{W} \approx 2 \frac{u}{v}$, а вероятность такого столкновения будет пропорциональна $\frac{v+u}{2v}$. При столкновении вдогон эти величины составляют $\frac{\Delta W}{W} \approx -2 \frac{u}{v}$ и $\frac{v-u}{2v}$. Таким образом, легко оценить среднее относительное изменение энергии частицы за один цикл: $\frac{\Delta W}{W} \approx 2 \left(\frac{u}{v} \right)^2$. Такой же результат получается в релятивистском случае. При переходе от одномерного к выражению, усредненному по углам взаимодействия, дает удвоение числового множителя: $\frac{\Delta W}{W} \approx 4 \left(\frac{u}{v} \right)^2$. Квадратичная зависимость приращения энергии от отношения скоростей (в релятивистском случае от $\beta = u/c$), характерна для механизма Ферми второй степени.

Введем время между столкновениями $\tau_{\text{столк}}$ и время удержания частиц в области ускорения $\tau_{\text{удерж}}$. Тогда

$$\frac{dW}{dt} = \frac{1}{\tau_{\text{столк}}} \Delta W = \frac{4v^2}{\tau_{\text{столк}} u^2} W,$$

и решение этого уравнения выражается экспоненциальной функцией

$W(t) = W_0 \exp(\alpha \cdot t)$, где W_0 – начальная энергия частицы, а $\alpha = \frac{4v^2}{\tau_{\text{столк}} u^2}$. Теперь

запишем уравнение однородной модели распространения без учета трансформации состава:

$$\frac{J(W)}{\tau_{\text{оаадае}}} + \frac{d}{dW}(b \cdot J(W)) = 0, \quad (8.1)$$

где $b = \frac{dW}{dt}$ это, как и раньше, темп изменения энергии (ускорения) частиц.

Уравнение (8.1) сводится к $\frac{dJ(W)}{dW} = -\left(1 + \frac{1}{\alpha \cdot \tau_{\text{удерже}}}\right) \frac{J(W)}{W}$ с решением степенного вида по энергии:

$$J(E) = \text{Const} \cdot W^{-\left(1 + \frac{1}{\alpha \cdot \tau_{\text{удерже}}}\right)}. \quad (8.2)$$

Этот красивый результат увековечил имя Ферми в физике КЛ.

Отметим, что реальным механизмом рассеяния частиц КЛ в космосе являются, конечно, не упругие столкновения, а рассеяние атомных ядер на неоднородностях магнитного поля или магнитогидродинамических волнах. В силу своей универсальности, рассмотренный механизм, несомненно, реализуется в межзвездной среде. Однако существуют трудности, не позволяющие с его помощью объяснить происхождение большинства КЛ.

Во-первых, это медленный темп ускорения. Экспериментальное значение показателя дифференциального спектра КЛ близко к 2,7. Тогда из (8.2) получим $\alpha \cdot \tau_{\text{удерже}} = 0,6$, и темп ускорения составляет $60 \text{ эВ} \cdot \text{год}^{-1}$. При характерных для межзвездной среды значениях $u \sim 10^6 \text{ см} \cdot \text{сек}^{-1}$ и $l \sim 3 \text{ пк} = 10^{19} \text{ см}$, время, требуемое для набора сверх релятивистской энергии, превышает 10^9 лет, т.е. возраст КЛ.

Вторая трудность определяется наличием так называемого порога инжекции в режим ускорения. Действительно, помимо набора энергии в межзвездной среде происходит и ее потеря, которой мы в рассмотрении пренебрегали. Для протона с энергией 10^{11} эВ распределенные потери на ионизацию межзвездной среды составляют пренебрежимо малые $3 \cdot 10^{-7} \text{ эВ} \cdot \text{с}^{-1}$. Однако, как показано на рис. 8.2, с уменьшением энергии ситуация меняется, и при энергии ниже некоторой потери доминируют. Это значение энергии называют порогом инжекции. Для протона он составляет порядка 100 МэВ, для

ядра железа – 10 ГэВ. Отсюда понятна трудность ускорения тяжелых ядер в механизме Ферми второй степени.

Последним обстоятельством, нарушающим универсальность этого процесса, является зависимость α от условий в области удержания. Показатель спектра КЛ должен становиться различным для различных областей Галактики.

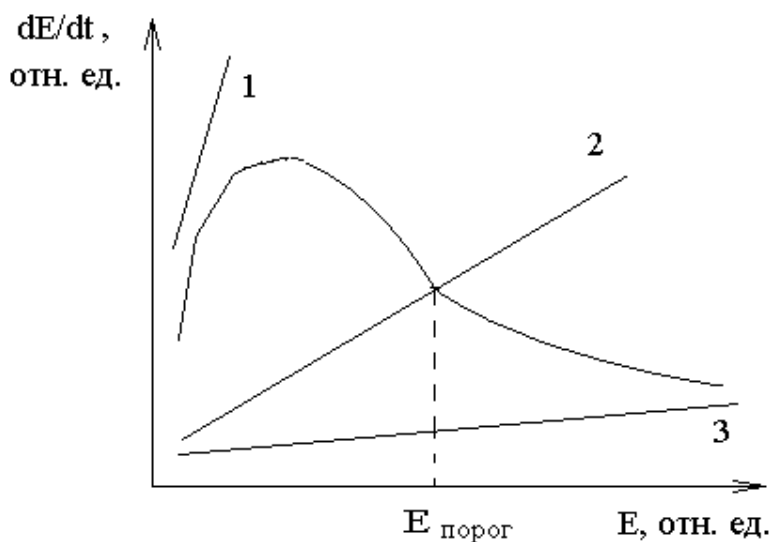


Рис. 8.2 Темп ускорения протонов в механизме Ферми второго порядка (прямые 1-3) на фоне распределенных потерь энергии

Перечисленные трудности удалось преодолеть, перенеся ускорение частиц из произвольной области межзвездного пространства в область со специфическими свойствами.

8.1.2 Ускорение на фронте ударной волны

Результаты космические экспериментов указывают на присутствие ускоренных заряженных частиц вблизи фронтов ударных волн в межзвездной и межпланетной среде. Ударные волны – распространенное в космосе сложное физическое явление, как правило, связанное с выделением энергии некоторым источником. Вместе с тем, характер взаимодействия быстрых частиц в окрестностях фронта бесстолкновительной ударной волны может быть удовлетворительно описан в рамках сравнительно простой модели. Ускорение вблизи фронта непосредственно обеспечивается индукционным электрическим полем, возникающим при движении высокопроводящей плазмы в магнитном

поле. Схематическая картина приведена на рис.8.3, система координат связана с фронтом волны, распространяющейся против оси x .

Для быстрой частицы со скоростью v много больше скорости среды u , тонкая ударная волна представляет собой гидродинамический разрыв, на котором плотность и магнитное поле меняются в зависимости от степени сжатия σ , как $\rho_1 = \sigma \cdot \rho_0, B_1 = \sigma \cdot B_0$, а значки ноль и единица соответствуют условиям до и после фронта. Каждый раз, пересекая фронт, частица смещается вдоль электрического поля так, что ее энергия нарастает.

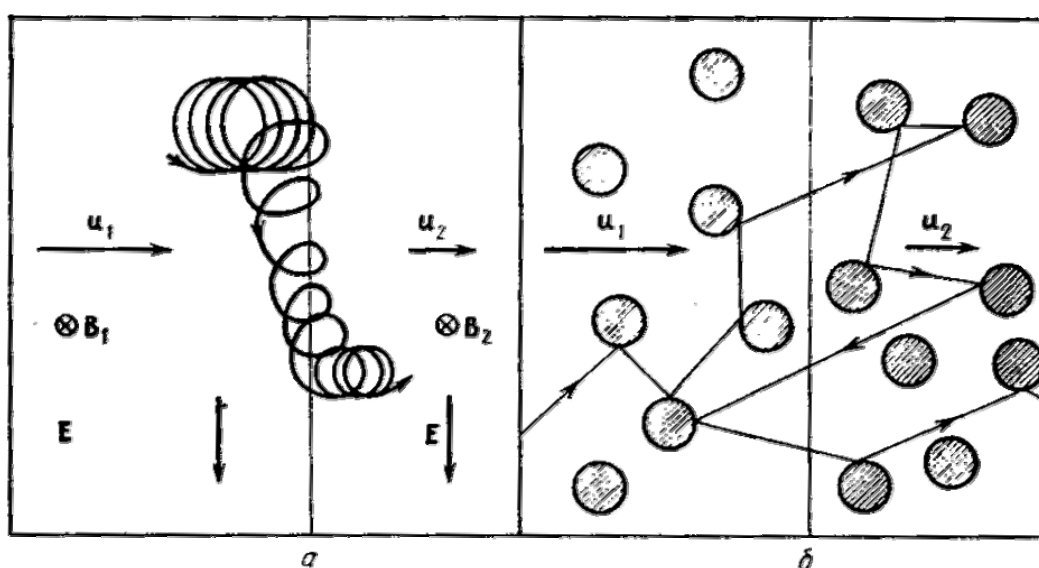


Рис. 8.3. Движение частицы КЛ вблизи фронта ламинарной ударной волны (а) и при наличии турбулентной среды (б)

Если пренебречь обратным воздействием КЛ на ударную волну и рассматривать ускорение пробных частиц в заданных условиях, то наиболее простое описание получается для ударной волны, у которой скорость газа в системе, где фронт покоится, задана:

$$u(x) = \begin{cases} u_1, x < 0 \\ u_2, x > 0 \end{cases} \text{ и } u_2 = u_1 / \sigma, \sigma > 1,$$

где σ – степень сжатия вещества на ударном фронте.

Запишем соответствующее уравнение переноса, включающее источник частиц на фронте с начальным импульсом p_0 . Именно здесь, на фронте ударной волны происходит ускорение частиц.

$$D_0 \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} - u \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{1}{3} \frac{du}{dx} p \frac{\partial f}{\partial p} + \delta(p - p_0) \delta(x) = 0. \quad (8.3)$$

Получим сначала решение однородного уравнения. Так как производная скорости равна нулю всюду, кроме точки $x = 0$,

$$\frac{du}{dx} = -(u_1 - u_2) \delta(x),$$

то получим решение (8.3) отдельно для левого и правого полупространства. Имеем после однократного интегрирования по x :

$$\frac{\partial f}{\partial x} = C_1 \cdot \exp\left(\frac{u_1 x}{D_0}\right).$$

Для правого полупространства $C_1 = 0$, поскольку растущего решения там быть не может, и следующее интегрирование по x дает

$$f = \begin{cases} C_2 \exp\left(\frac{u_1 x}{D_0}\right), & x < 0 \\ C_2, & x > 0 \end{cases}.$$

Так как функция f в точке $x = 0$ имеет излом, то ее первая производная испытывает в этой точке разрыв, а вторая производная обращается в бесконечность. При этом слагаемые, стремящиеся в $x = 0$ к бесконечности, должны компенсироваться:

$$-D_0 \cdot C_2 \frac{u_1}{D_0} \delta(x) - \frac{1}{3} (u_1 - u_2) \delta(x) p \frac{dC_2}{dp} = 0.$$

Напомним, что решается однородное уравнение, и источник частиц пока не учитывается. Постоянная интегрирования, как видно, должна зависеть от импульса степенным образом:

$$C_2(p) = C_3 \cdot p^{-\gamma_1}, \gamma_1 = \frac{3 \cdot u_1}{u_1 - u_2}.$$

Через степень сжатия показатель степени выражается формулой $\gamma_1 = \frac{3 \cdot \sigma}{\sigma - 1}$.

Если теперь оборвать зависимость $C_2(p)$ при $p = p_0$:

$$C_2(p) = \begin{cases} C_3 \cdot p^{-\gamma_1}, & p > p_0 \\ 0, & p < p_0 \end{cases},$$

то производная по p при подстановке в уравнение даст слагаемое с дельта-функцией вида:

$$C_3 \cdot p_0^{-\gamma_1+1} (u_1 - u_2) \delta(x) \delta(p - p_0) / 3,$$

которое должно взаимно компенсироваться с источником. Следовательно,

$$C_3 = \frac{3}{u_1 - u_2} p_0^{\gamma_1 - 1},$$

и окончательное решение уравнения с источником имеет вид:

$$f(x, p) = \frac{3}{(u_1 - u_2) \cdot p_0} \left(\frac{p}{p_0} \right)^{-\gamma_1} \begin{cases} \exp\left(\frac{u_1 x}{D_0}\right), x < 0 \\ 1, x > 0 \end{cases}. \quad (8.4)$$

Подчеркнем, что здесь коэффициент диффузии D_0 может произвольным образом зависеть от p . Как видно из решения (8.4), функция распределения является степенной функцией импульса, и показатель зависит только от степени сжатия ударной волны. Эта последняя величина для сильных ударных волн лежит в узких пределах, что делает степенной спектр частиц весьма устойчивым к конкретным условиям источника.

Рассмотрим более детально кинетику процесса, т.е. изменение импульса частицы при пересечении ударного фронта. При прохождении левого полупространства, где среда движется навстречу частице со скоростью u_0 , она приобретает дополнительную энергию за счет встречного соударения. Хотя частица может рассеиваться много раз, она с вероятностью единица пересечет фронт в обратном направлении. Для того, чтобы рассчитать, какое среднее приращение получит импульс частицы за период между двумя пересечениями фронта, можно рассматривать этот процесс как отражение от движущегося зеркала.

Если частица падает на зеркало перпендикулярно поверхности, то ее импульс p после отражения возрастет на $\Delta p = 2p \cdot u_1 / v$, где v - скорость частицы. При скользящем падении под углом θ к нормали, приращение получит только нормальная составляющая импульса. Оно составит $\Delta p = (2p \cdot u_1 / v) \cos \theta$. Число частиц, падающих в единицу времени на единичную площадку зеркала в интервале углов $\theta, \theta + d\theta$ равно $(n \cdot v / 4\pi) \cos \theta \cdot 2\pi \cdot \sin \theta \cdot d\theta$. Полное число частиц, падающих под углами $0 < \theta < \pi/2$, составит $n \cdot v / 4$, а суммарный импульс, полученный ими, будет равен $n \cdot p \cdot u_1 / 3$. Эта последняя величина получена умножением приращения импульса на число частиц и последующим интегрированием по всем углам. Следовательно, среднее приращение импульса у одной частицы составит $p(4u_1/3v)$.

В правом полупространстве между двумя пересечениями фронта частица будет терять импульс $-p(4u_2/3v)$. За весь цикл, в котором частица пересекает фронт в одном и том же направлении, среднее приобретение импульса составит

$$\overline{\Delta p} = \frac{4}{3} \frac{u_1 - u_2}{v} p$$

При этом в правом полупространстве частица имеет вероятность не вернуться к фронту, так как рассеивающая среда удаляется от него со скоростью u_2 . Среда через каждую единичную площадку уносит nu_2 частиц. Так как на фронт падает в единицу времени $nv/4$ частиц, и эта величина много больше, чем nu_2 , то вероятность того, что частица не вернется к фронту, много меньше единицы. В этом главная причина эффективности рассматриваемого механизма ускорения.

Вероятность потери частицы P_- равна отношению указанных потоков: $P_- = \frac{4u_2}{v}$.

Если проследить за судьбой частицы, испытавшей k полных циклов пересечения фронта, то для импульса этих частиц можно записать

$$\frac{dp}{dk} = \frac{4}{3} \frac{u_1 - u_2}{v} p,$$

откуда получаем $p(k) = p_0 \cdot \exp(\alpha_p k)$, где $\alpha_p = \frac{4}{3} \frac{u_1 - u_2}{v}$. Для распределения числа частиц по циклам ускорения имеем:

$$\frac{dN(>k)}{dk} = -P_- N(>k)$$

с решением $N(>k) = N_0 \cdot \exp(-P_- \cdot k)$, где функция $N(>k)$ означает число частиц, испытавших не менее k циклов ускорения. Если заменить теперь величину k ее

выражением через импульс $k = \frac{\ln\left(\frac{p}{p_0}\right)}{\alpha_p}$, то получим: $N(>p) = N_0 \left(\frac{p}{p_0}\right)^{-\gamma_2}$,

где $\gamma_2 = \frac{P_-}{\alpha_p}$. Мы получили интегральный степенной спектр распределения

частиц по импульсам с показателем $\gamma_2 = \frac{3u_2}{u_1 - u_2} = \frac{3}{\sigma - 1}$. Дифференциальный

спектр по импульсам также будет степенным, но величина показателя степени γ будет на единицу больше:

$$\gamma = \gamma_2 + 1 = \frac{\sigma + 2}{\sigma - 1}.$$

Из связи функции распределения КЛ в импульсном пространстве с их интенсивностью (раздел 2.1) следует, что величина показателя γ должна быть меньше на 2, чем величина γ_1 . В результате $\gamma = \gamma_1 - 2 = \frac{3\sigma}{\sigma - 1} - 2 = \frac{\sigma + 2}{\sigma - 1}$, и детальное кинетическое рассмотрение процесса дает решение, совпадающие с результатом решения уравнения переноса. То, что для сильных ударных волн с $\sigma = 4$, значение показателя степени получается очень близким экспериментальному значению, косвенно подтверждает действие механизма статистического ускорения на ударных волнах в МС.

Реальное ускорение на ударных волнах – сложный процесс, в котором ускоряемые частицы получают настолько большую долю энергии самой волны, что оказывают некоторое обратное воздействие на ее структуру – как на поле скоростей среды, так и на магнитное поле. Изучение таких самосогласованных нелинейных моделей является одной из актуальных областей современной физики КЛ.

8.2 Ускорение КЛ до энергий больших, чем 10^{17} эВ

Механизмы ускорения на фронтах ударных волн в Галактике, безусловно, не могут обеспечить частицам энергию больше, чем 10^{17} эВ. Практически единственными галактическими объектами, способными обеспечить сверхвысокие энергии КЛ, остаются молодые пульсары.

По современным представлениям, пульсар является вращающейся нейтронной звездой, образовавшейся в результате вспышки СН. Средние физические характеристики пульсара составляют: радиус $R_p = 10^6$ см, момент инерции $I_p = 5 \cdot 10^{44}$ г·см², напряженность магнитного поля $H_p = 5 \cdot 10^{12}$ Гс. Наблюдаемая угловая скорость вращения пульсаров достигает $\Omega_p = 200$ с⁻¹ для пульсара в Крабовидной туманности, однако предельная для гравитационной устойчивости звезды величина гораздо больше, и вновь рожденные пульсары могут обладать скоростью вращения превышающей 10^4 с⁻¹. Магнитный момент может быть расположен под углом к вектору угловой скорости, но мы используем результаты расчетов в так называемой модели параллельного ротатора, когда их направления совпадают. Для магнитосферы пульсара со свободным истечением вещества (приближение Гольдрайха-Юлиана), магнитное поле магнитосферы жестко удерживается плазмой, которая поэтому

испытывает твердотельное вращение. Переменное магнитное поле индуцирует в системе, связанной с пульсаром, электрическое поле

$$\vec{\varepsilon} = -\frac{\vec{v} \times \vec{H}}{c} = -\frac{(\vec{\Omega} \times \vec{r}) \times \vec{H}}{c}. \quad (8.10).$$

Из (8.10), пользуясь условием $\text{div} \vec{\varepsilon} = 4\pi\rho$, можно получить величину разделения заряженных частиц в магнитосфере

$$n_- - n_+ = \frac{\vec{\Omega} \vec{H}}{2\pi \cdot e \cdot c}.$$

Эта величина называется критической плотностью, она устанавливается в магнитосфере автоматически при условии, что эмиссия частиц с поверхности способна ее поддерживать. Магнитные силовые линии пульсара, проходящие внутри силового цилиндра, называются замкнутыми, а проникающие за его границу – открытыми линиями. Крайняя открытая силовая линия называется критической. Вдоль открытых силовых линий плазма вытекает за пределы магнитосферы. В описанной модели максимальная разность потенциалов, создаваемая разделением электрических зарядов, от поверхности пульсара до

бесконечности равна $\varphi_p = \frac{1}{4c^2} H_p \Omega_p^2 R_p^3$,

или численно

$$\varphi_p = 8,3 \cdot 10^{17} \left(\frac{\Omega_p}{10^3 \text{ c}^{-1}} \right)^2 \left(\frac{H_p}{10^{13} \text{ Гс}} \right) \left(\frac{R_p}{10^6 \text{ см}} \right)^3.$$

Таким образом, только очень молодые пульсары могут иметь на поверхности потенциал, необходимый для ускорения КЛ до сверхвысоких энергий. Очевидно, что в предложенной схеме электростатического ускорения частиц ионы будут иметь преимущество в ускорении, и их максимальная энергия будет сдвинута в Z раз относительно энергии для протонов.

Механизмом подпитки атмосферы пульсара ускоряемыми частицами предполагается термоионная эмиссия с поверхности. Для этого температура поверхности должна превышать несколько миллионов Кельвинов. Такие температуры характерны лишь для сравнительно молодых пульсаров с возрастом менее 1000 лет.

Помимо электростатического механизма, рассматривались ускорение вблизи пульсара на магнитодипольном излучении и в аккреционном диске. Выводы получены сходные. Теоретически возможно предсказать ускорение

заряженных ядер до энергии $10^{17} - 10^{18}$ эВ для пульсаров с достаточной концентрацией ускоряемых частиц в магнитосфере. Большие энергии при известных характеристиках пульсаров обеспечить нельзя. Таким образом, проблема ускорения КЛ до сверхвысоких энергий теоретически не решена.

9. Происхождение КЛ

Окончательного ответа на вопрос о происхождении КЛ пока не существует, однако существуют ответы на более частные вопросы и ограничения на возможности общего решения проблемы.

Исторически существуют две альтернативные гипотезы происхождения КЛ: галактическая и метagalacticкая. Эта дилемма в основном может считаться разрешенной, кроме того, делаются попытки объединить альтернативы в рамках одной взаимодополняющей модели.

Реалистическая модель происхождения КЛ должна включать три согласованных типа астрономических объектов:

- источники, обеспечивающие ядерный состав КЛ;
- ускорители, способные сообщить ядрам наблюдаемую энергию КЛ и закон распределения энергии между частицами, т.е. энергетический спектр;
- область распространения (удержания), время пребывания в которой, соответствует возрасту КЛ.

При этом модель должна объяснять совокупность бесспорных фактов, полученных экспериментально, которые перечислены ниже.

Стационарность КЛ. Все прямые измерения КЛ укладываются в 50 лет и отражают состояние в очень малом объеме Галактике на расстояниях менее половины тысячной доли парсека. Однако отсутствие значительных вариаций КЛ на протяжении нескольких миллионов лет свидетельствует о стационарности действия источников. Это накладывает ограничение, как на плотность источников, так и на размер области удержания. Оценка превышения плотности энергии КЛ на 10% дает порядковое ограничение на расстояние до локального источника (ЛИ), который мог бы его вызвать:

$$\frac{W_{\text{ЛИ}}}{\frac{4}{3}\pi R^3} \leq 0,1w_{\text{КЛ}} \Rightarrow R \geq \sqrt[3]{\frac{W_{\text{ЛИ}}}{0,4w_{\text{КЛ}}}} \Rightarrow R \geq \sqrt[3]{2,510^{63}} \text{ см} = 400 \text{ нк}.$$

Изотропия КЛ. Независимость интенсивности КЛ от направления не позволяет объяснить их происхождение в Галактике действием одного аномального источника, например галактического центра, что требовало бы увеличения анизотропии с ростом энергии. Определяет диффузионный механизм распространения, как основной в области удержания.

Состав КЛ. Определяет состав и положение источников. Устанавливает толщину вещества, необходимую для трансформации состава источников до наблюдаемого состава КЛ и генерации необходимого количества вторичных ядер и частиц. Дает средний возраст КЛ.

9.1 Происхождение электронной компоненты

Этот вопрос можно считать в основном решенным. Электроны КЛ, наблюдаемые у Земли, ускоряются на ударных волнах в межзвездной среде (это не исключает и вклада от локальных источников) нашей Галактики, она же является их областью распространения. Это утверждение следует из величины энергетических потерь релятивистских электронов на реликтовых фотонах (обратное комптоновское рассеяние), которые не позволят им дойти даже от ближайшей галактики. Действительно, в межзвездной среде электроны теряют энергию при комптоновских взаимодействиях с фотонами и на синхротронное излучение в магнитных полях. Величина потерь может быть рассчитана по формуле

$$\frac{dE_e}{dt} = -\frac{32 \cdot \pi \cdot e}{9} \left(\frac{e}{m \cdot c^2} \right)^2 \frac{c}{(m \cdot c)^2} \left(w_{ph} + \frac{H^2}{8 \cdot \pi} \right) \cdot E_e^2. \quad (9.1)$$

Важно отметить зависимость потерь от квадрата энергии. Интегрирование выражения (9.1) приводит к

$$E_e(t) = \frac{E_e(0)}{1 + \beta \cdot E_e(0) \cdot t},$$

где $\beta = 4 \cdot 10^{-2} \left(w_{ph} + \frac{H^2}{8 \cdot \pi} \right) (\text{эрг} \cdot \text{с})^{-1}$, а $E_e(0)$ – энергия электрона в начальный момент времени. Тогда, время потери половины энергии равно $\tau(E_0) = \frac{1}{\beta \cdot E_0}$.

При диффузионном распространении частиц расстояние, пройденное электроном за это время, составит $\lambda \approx \sqrt{2 \cdot D_0 \cdot \tau}$, что при коэффициенте диффузии $D_0 = 10^{29} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$, $w_{ph} = 10^{-12} \text{ эрг см}^{-3}$, $H = 3 \cdot 10^{-6} \text{ Э}$ дает для электронов

с энергией 10^9 эВ \equiv 1 ГэВ около 20 кпк, т.е. примерный размер Галактики. Это ограничивает расстояние до источников и позволяет утверждать, что наблюдаемые у Земли релятивистские электроны ускорились в Галактике.

Наблюдения нетеплового синхротронного рентгеновского излучения от четырех галактических остатков СН, а именно SN 1006, RXJ 1713.7-3946, Cas A и RCW 86, подтверждает, что для СН являются наиболее вероятными источниками электронов КЛ. При этом, учитывая отсутствие данных о долговременных вариациях электронной компоненты КЛ, наблюдаемый у Земли спектр электронов может быть не типичным для всей Галактики, а представлять доминирующий вклад от наиболее близкой по расстоянию и возрасту СН звезды. Галактическая компонента может проявляться только в диапазоне 10 – 100 ГэВ. И, наконец, нельзя исключить, что происхождение электронов КЛ может отличаться от ядерной компоненты.

9.2 Мощность источников и область удержания

Простое и жесткое ограничение на источники ядерной компоненты КЛ следует из энергетических оценок. Действительно, полная энергия КЛ в области удержания $W_{КЛ} = w_{КЛ} \cdot V_{КЛ}$, где $w_{КЛ}$ – средняя плотность энергии КЛ ($w_{КЛ} \sim 10^{-12}$ эрг·см⁻³) и $V_{КЛ}$ – объем области удержания КЛ ($V_{КЛ} \sim 2 \cdot 10^{68}$ см³). Время жизни КЛ $T_{КЛ} = 2 \cdot 10^7$ лет, или примерно 10^{15} секунд. Таким образом, необходимо найти класс астрономических объектов, способных обеспечить мощность источников КЛ для заполнения гало порядка $2 \cdot 10^{41}$ эрг·с⁻¹. К примеру, средняя мощность СЭЧ за последний миллион лет составляет 10^{24} эрг·с⁻¹, а значит 10^{11} звезд класса Солнца, т.е. их полное число в Галактике, не обеспечат требуемого притока энергии. Единственный потенциально достаточный источник в Галактике, способный обеспечить мощность порядка 10^{41} эрг·с⁻¹ – это вспышки СН. Оценка следует из мощности, выделяемой при вспышке, которая для СН второго типа может достигать 10^{52} эрг, и частоты подобных событий в Галактике, оцениваемой одним разом в 100 лет или $\sim 2 \cdot 10^{-10}$ с⁻¹. Видно, что, если предположить эффективность передачи энергии СН в ускорение КЛ равной 0,01, необходимая для поддержания плотности энергии КЛ мощность создается.

Измерения гамма-излучения от распада π^0 -мезонов, образующихся в межзвездных столкновениях протонов КЛ, подтверждают их галактическое

происхождение в основной энергетической области. В отличие от наблюдаемого изотропного распределения прихода КЛ, распределение по небу гамма-излучения с $E_\gamma > 100$ МэВ оказалось весьма неравномерным (рис. 9.1). Наблюдается повышение его интенсивности к плоскости диска, что хорошо согласуется с предположением о связи с остатками СН. Однако, доказать превышение потока гамма-излучения с $E_\gamma > 100$ МэВ от известного индивидуального остатка до сих пор не удастся. Кроме того, в рамках единого подхода не удастся согласовать толщину межзвездного вещества, необходимую для генерации наблюдаемого потока вторичных антипротонов и вторичных стабильных ядер.

Возраст галактических КЛ не превышает 30 млн. лет и, казалось бы, наблюдаемый сейчас элементный и изотопный состав должен отражать химическую эволюцию вещества Галактики за 4,6 млрд. лет, прошедших с момента образования Солнечной системы. КЛ ускоряются из смеси межзвездного газа и пыли, содержащей вещество, выброшенное в пространство в результате эволюции многих звезд разных спектральных классов. Ядерная астрофизика предсказывает возрастание *металличности* галактического вещества со временем. Сравнение состава КЛ с средним солнечным составом этого не подтверждает. Возможны два предположения. Или протопланетное облако, из которого образовалась Солнце и планеты, находясь ближе к центру Галактики, содержало продукты более массивных и быстрее проэволюционировавших звезд, или темп эволюции вещества в Галактике был неравномерен, и за последние 4,6 млрд. лет не произошло существенных изменений состава вещества.

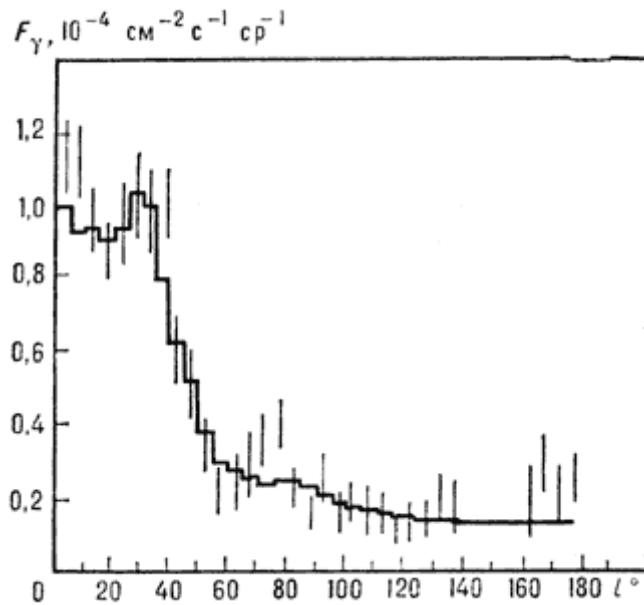


Рис. 9.1 Зависимость потока гамма-излучения от галактической долготы по данным наблюдений (вертикальные чёрточки) в сравнении с результатами расчёта (сплошная кривая) на основе гипотезы об остатках СН как главном источнике КЛ

Косвенным опровержением метагалактической теории происхождения КЛ основной энергетической области являются результаты измерения гамма-излучения от распада π^0 -мезонов, выполненные на орбитальной обсерватории ГРО (Gamma-Ray Observatory) для внегалактических объектов Большое Магелланово Облако (БМО) и Малое Магелланово Облако (ММО). При внегалактическом происхождении КЛ их плотность за пределами Галактики не может быть меньше, чем локально наблюдаемая. Тогда, предполагая, что состав межзвездного вещества в галактиках БМО и ММО сходен с составом нашей МС, можно предсказать мощность каждого из них, как источника вторичных π^0 -мезонов и соответствующую удельную гамма-светимость Q_γ . Поток гамма-излучения от каждого объекта будет равен

$$F_\gamma = \frac{Q_\gamma \cdot M_{\text{источника}}}{r^2},$$

где M – масса галактики, а r – расстояние до нее. В табл. 9.1 приводятся необходимые астрономические данные и сравнение результатов вычислений и

измерений. Вывод, особенно по ММО, говорит о том, что плотность КЛ в Галактике значительно превышает их плотность за ее пределами.

Т а б л и ц а 9.1

Гамма-излучение Большого и Малого Магеллановых Облаков

Объект	БМО	ММО
Расстояние, кпк	48	58
Масса, масс Солнца	$1,4 \cdot 10^{10}$	$5 \cdot 10^9$
F_γ от КЛ, $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	$> 4 \cdot 10^{-7}$	$> 2 \cdot 10^{-7}$
F_γ эксперимент, $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	$(1,9 \pm 0,4) \cdot 10^{-7}$	$< 0,5 \cdot 10^{-7}$

Вывод: ядра КЛ основной энергетической области имеют галактическое происхождение. Основной механизм передачи энергии частицам КЛ – это ускорение на фронтах ударных волн. Наиболее вероятная область Галактики для ускорения – это молодые остатки СН и горячая разреженная МС (малы ионизационные потери частиц и радиационные потери ударных волн).

Библиографический список

Основная

Астрофизика космических лучей/ В.С. Березинский, В.Л. Гинзбург и др. М.: Наука, 1990.

Мурзин В.С. Введение в физику космических лучей. М.: Изд-во Московского ун-та, 1988.

Gaisser T.K. Cosmic rays and particle physics. Cambridge University Press, 1991.

Дополнительная

К 1-му разделу

Дорман И.В. Космические лучи, ускорители и новые частицы. М.: Наука, 1989.

Ко 2-му разделу

Хаякава С. Физика космических лучей. Часть I. Ядерно-физический аспект. М.: Мир, 1973. Часть II. Астрофизический аспект. М.: Мир, 1973.

К 3-му разделу

Лонгейр М. Астрофизика высоких энергий. М.: Мир, 1984.

Топтыгин И.Н. Космические лучи в межпланетных магнитных полях. М.: Наука, 1983.

К 4-му разделу

Любимов А., Киш Д. Введение в экспериментальную физику частиц. М.: Физматлит, 2001, 271 с.

Христиансен Г.Б., Куликов Г.В., Фомин Ю.А. Космическое излучение сверхвысоких энергий. М.: Атомиздат, 1975.

К 6-му разделу

Дорман Л.И., Смирнов В.С., Тясто М.И. Космические лучи в магнитном поле Земли. М.: Наука, 1971.

К 7-му разделу

Блинов А.В. Долгоживущие космогенные радионуклиды, как индикаторы физических процессов в окружающей среде// Научно-технические ведомости СПбГУ. 2003. № 4. С. 108-138.

К 8-му разделу

Крымский Г.Ф., Бережко Е.Г. Ускорение космических лучей ударными волнами// Успехи физических наук. 1988. Т. 154. № 1. С. 49.

К 9-му разделу

Гинзбург В.Л., Сыроватский С.И. Происхождение космических лучей. М.: Изд-во АН СССР, 1963.

Гинзбург В.Л. Теоретическая физика и астрофизика. 2-е изд. М.: Наука, 1981.

СЛОВАРЬ ТЕРМИНОВ

Гало – протяженная газовая оболочка галактики. Гало нашей Галактики имеет сферическую форму, простирается на расстояние 5--10 тысяч световых лет и состоит из горячего газа с температурой около $5 \cdot 10^5$ К. По мнению астрономов, формирование и разогрев гало произошли под действием взрывов *сверхновых звезд*, сопровождавшиеся выбросами вещества и мощными ударными волнами.

Гелиосфера (от греч. helios — Солнце) – область ближнего космоса, заполненная солнечным ветром. Поверхность, на которой скорость солнечного ветра становится меньше скорости звука, называется границей ударной волны. Разделительная поверхность, на которой солнечные ионы вступают во взаимодействие с галактическими ионами, называется гелиопаузой. Солнечная гелиопауза движется сквозь местное межзвездное облако и создает перед собой головную ударную волну. Предполагается, что эта ударная волна расположен на расстоянии порядка 230 а.е.

Звезды Вольфа-Райе (Wolf-Rayet, WR) – звезды с исходной массой более $25 M_{\odot}$, потерявшие внешние богатые водородом слои или за счет мощного звездного ветра ($10^{-4} - 10^{-5} M_{\odot} \cdot \text{год}^{-1}$), или за счет перетекания вещества на близкую двойную звезду. В стадию WR звезды вступают при появлении на поверхности продуктов горения гелия. В нашей Галактике идентифицировано более 200 звезд WR, при этом их полное количество составляет несколько тысяч.

Летучесть – физическое свойство, в контексте характеризуется температурой, при которой происходит 50% конденсация элемента или соединения из газа солнечного состава при давлении 10^{-4} атм. Как правило,

элементы с низким первым потенциалом ионизации (металлы) образуют слабо летучие соединения, а трудно ионизируемые элементы (водород, благородные газы) легко летучи.

Масштабная инвариантность (скейлинг) – в процессе множественного рождения при взаимодействии адронов высокой энергии характеризуется зависимостью формы спектра вторичных частиц не от энергии первичной частицы, а от безразмерной переменной, равной отношению энергии первичной к максимальной энергии спектра. Проявление этой закономерности было обнаружено при исследовании КЛ и позднее подтверждено на ускорителях.

Металличность – в астрофизике относительная концентрация элементов тяжелее гелия в веществе. Поскольку металличность вещества растет в процессе эволюции, она является показателем возраста звезды или звездной системы.

О и В звезды – горячие звезды ранних спектральных классов, характеризуются высокой поверхностной температурой и мощным звездным ветром. Повышенная концентрация таких звезд в Галактике типична для областей повышенного энерговыделения, например Туманность Ориона (М 42).

Сверхновые звезды (от лат. *super novae*, SN) – звезды, испытавшие катастрофический взрыв, за которым последовало огромное увеличение их блеска. Максимум светимости в миллиарды раз превышает светимость Солнца. Заключительная стадия эволюции массивных звезд.

Эклиптика (от греч. *eclipse* – затмение) – большой круг небесной сферы, по которому происходит видимое годичное движение Солнца.

Список использованных сокращений

БМО – галактика Большое Магелланово Облако
КЛ – космические лучи
ЛИ – локальный источник
МГД – магнитогидродинамическое
МКС – международная космическая станция
ММО – галактика Малое Магелланово Облако
ММП – межпланетное магнитное поле
МС – межзвездная среда
ППИ – первый потенциал ионизации
СН – сверхновая звезда
СА – солнечная активность
СС – Солнечная система
СЭЧ – солнечные энергичные частицы
ШАЛ – широкие атмосферные ливни

Приложение 2.

Ниже приводится список лауреатов Нобелевских премий, внесших значительный вклад в исследования физики КЛ, с указанием года и краткой формулировки присужденной премии.

- 1908 г. – Эрнест Резерфорд, расщепление элементов и радиоактивные превращения (химия).
1923 г. – Роберт Милликен, работы в области элементарных зарядов и фотоэффекта.
1936 г. – Виктор Гесс, Карл Андерсон, открытие КЛ и позитрона в КЛ.
1938 г. – Энрико Ферми, открытие искусственной радиоактивности, вызванной бомбардировкой медленными нейтронами.
1948 г. – Патрик Блэкетт, усовершенствование камеры Вильсона и открытия в области физики КЛ.
1950 г. – Сесиль Пауэлл, усовершенствование фотографических методов, приведшее к открытию заряженного пиона в КЛ.
1954 г. – Вальтер Боте, разработка метода совпадений для анализа космической радиации.
1960 г. – Дональд Глазер, изобретение пузырьковой камеры.
1960 г. – Уиллард Либби, радиоуглеродный метод датирования (химия).
1976 г. – Самюэл Тинг, открытие пси-частиц.
1980 г. – Джеймс Кронин, открытие нарушения фундаментальных принципов симметрии при распаде нейтральных К-мезонов.
2003 г. – Виталий Гинзбург, феноменологическая теория сверхпроводимости.