

На правах рукописи

СОКОЛОВСКИЙ БОРИС ЮДКОВИЧ

УДК 539.172.12

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ДЕЛЕНИЯ И
МУЛЬТИФРАГМЕНТАЦИИ ЯДЕР ^{238}U , ^{232}Th , ^{197}Au
ПРОТОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 1 ГэВ

01.04.16 – физика атомного ядра и элементарных частиц

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург

2002

Работа выполнена в Петербургском институте ядерной физики
им. Б.П. Константинова РАН

Научные руководители:

кандидат физико-математических наук,
старший научный сотрудник ЧЕСТНОВ Ю.А.

кандидат физико-математических наук,
старший научный сотрудник КРИВШИЧ А.Г.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,
профессор НЕСТЕРОВ М.М.

доктор физико-математических наук,
профессор БЕРДНИКОВ Я.А.

Ведущая организация – Радиевый институт им. В.Г. Хлопина

Защита диссертации состоится «28» мая 2002 г.

в 16 часов на заседании диссертационного совета Д212.229.05 в
Санкт-Петербургском Государственном техническом
университете по адресу 195251, СПб, ул. Политехническая, 29,
к. 2, ауд. 265

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке СПбГТУ
Автореферат разослан «__» _____ 2002 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета, ТИТОВЕЦ Ю.Ф.
доктор физико-математических наук

I. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Атомное ядро представляет собой систему движущихся нуклонов, связанных в единое целое сильным взаимодействием. Взаимодействие нуклонов в ядре подобно силам Ван-дер-Ваальса, поэтому ядерная материя имеет сходство с каплей сверхплотной заряженной жидкости. Внешнее воздействие может сообщить капле начальную деформацию и заставить ее колебаться. Сильно деформированному атомному ядру становится энергетически выгоднее образовать перетяжку и разделиться на две примерно одинаковые части, разорвавшись в самом узком месте (бинарное деление).

Бинарное деление тяжелых ядер протонами промежуточной энергии является доминирующей ядерной реакцией. Осколки высокоэнергетического деления рождаются в сопровождении небольшого числа кластеров и свободных нуклонов. Считается, что эта реакция значительно медленнее каскадной стадии взаимодействия налетающего протона с ядром мишени и конкурирует с диссипацией энергии возбуждения атомного ядра за счет испарения частиц. Из практических приложений высокоэнергетического деления наиболее важными являются производство энергии с помощью ускорителей (ADS) и трансмутация продуктов ядерных технологий.

Мультифрагментацией называется быстрый неравновесный распад атомного ядра на множество больших фрагментов, кластеров и свободных нуклонов в результате внешнего воздействия, сопровождающегося значительным увеличением внутренней энергии ядра. Мультифрагментация может быть декомпрессионной, тепловой, кулоновской или смешанного типа. Характерное время этой реакции соизмеримо со временем прохождения быстрого каскада. При пороговой энергии возбуждения разрушающегося ядра среди продуктов данной реакции наиболее вероятно наличие одного или двух тяжелых фрагментов в сопровождении нескольких мелких кластеров и отдельных нуклонов. Эти каналы реакции получили названия псевдоиспарения и псевдоделения.

Как в реакции деления, так и в ходе мультифрагментации часть внутренней энергии ядерной материи преобразуется в энергию направленного коллективного движения нуклонов. Если при делении это движение происходит в направлениях разлета образующихся осколков и практически не меняет плотность ядра, то в реакции мультифрагментации оно радиальное. При этом равновесная плотность атомного ядра уменьшается в несколько раз за счет спонтанного перехода расширяющейся ядерной материи в двухфазное состояние. Изучение механизма потери устойчивости атомных ядер по отношению к быстрому неравновесному распаду является актуальной задачей. Вопрос о том, существует ли плавный переход от деления к псевдоделению и от испарения к псевдоиспарению, пока не имеет ответа и также является актуальным.

Цель работы. Естественно ожидать, что при $E_p = 1$ ГэВ должна иметь место суперпозиция продуктов ядерных реакций: деления и псевдоделения, ис-

парения и псевдоиспарения. Тот факт, что образование крупных фрагментов присуще всем ядерным реакциям, механизмом которых является коллективное движение ядерной материи, позволяет изучать их в сравнении, в одном эксперименте, и использовать характеристики одной реакции для определения характеристик другой. Целью данного цикла экспериментов были идентификация и сравнительный анализ реакций деления и мультифрагментации тяжелых ядер под действием протонов с энергией 1 ГэВ.

Научная новизна и значимость проведенной работы. Данное исследование было проведено на пучке протонов с энергией 1 ГэВ синхроциклотрона ПИЯФ РАН для ядер-мишеней ^{238}U , ^{232}Th , ^{209}Bi и ^{197}Au с использованием созданного в Ленинградском институте ядерной физики при участии автора двухплечового времяпролетного спектрометра. Этот спектрометр, позволяющий измерять скорости, кинетические энергии, массы, импульсы и направления вылета двух продуктов ядерной реакции, по своим характеристикам отвечает современному мировому уровню. Малая и однородная толщина пленок на пути пролета продуктов реакции позволяла регистрировать низкоэнергетические продукты и исследовать редкие процессы на уровне сечений 1 мбн. Базы пролета ≈ 70 см в каждом плече обеспечили высокую точность измерения скоростей и масс частиц.

Результаты измерений позволяли идентифицировать конкретные каналы ядерной реакции и извлекать информацию о ее механизме путем изучения кинематических корреляций зарегистрированных парных продуктов. Экспериментальные данные, полученные при участии автора на пучке протонов с энергией 1 ГэВ, являются уникальными, так как корреляционные исследования реакции мультифрагментации в пороговой области энергии возбуждения никем до сих пор не проводились.

Практическая ценность работы.

1. Усовершенствованный двухплечевой времяпролетный спектрометр послужил прообразом подобной установки, созданной впоследствии в Московском инженерно-физическом институте.
2. Разработанное программное обеспечение широко использовалось для обслуживания других физических экспериментов на синхроциклотроне ПИЯФ.
3. Впервые было проведено исследование систематических искажений при измерении энергии тяжелых фрагментов поверхностно-барьерными полупроводниковыми детекторами за счет однократных почти лобовых столкновений тяжелых фрагментов с атомными ядрами в чувствительной зоне ППД. Их учет необходим при изучении редких процессов с использованием ППД.
4. Обнаружены две пороговые особенности реакции мультифрагментации тяжелых ядер, а именно нарушение степенного закона для масс

кластеров ≤ 7 а.е.м. и анизотропная эмиссия кластеров в событиях с образованием одиночных тяжелых фрагментов, свидетельствующая о быстром неравновесном характере реакции.

5. Разработан обобщенный относительный метод измерения сечений для не делительных реакций, идущих через составное ядро. Предложен способ оценки средней множественности сопровождающих кластеров через средние массы зарегистрированных продуктов реакции.
6. Полученная экспериментальная информация может быть использована для уточнения представлений о механизмах деления и мультифрагментации ядер при высоких энергиях возбуждения.

Апробация работы. Материалы, изложенные в диссертации, докладывались на двух Международных конференциях: «Физика фундаментальных взаимодействий» в Москве (ГНЦ РФ ИТЭФ) 27 ноября – 1 декабря 2000 г. и «Свойства возбужденных состояний ядер и механизмы ядерных реакций» в г. Сарове (РФЯЦ – ВНИИЭФ) 3 – 8 сентября 2001 г. Основная часть результатов исследований опубликована в одиннадцати работах [1 ÷ 11].

Личный вклад автора. Принимал активное участие в усовершенствовании двухплечевого времяпролетного спектрометра и измерениях на протонном пучке. Вклад в создание программного обеспечения эксперимента является определяющим. Разработал новый алгоритм временной калибровки двухплечевого времяпролетного спектрометра, вполне адекватно воспроизводящий кинематические характеристики кластеров-компаньонов тяжелых фрагментов, провел обработку экспериментальных данных. Активно участвовал в анализе этих данных.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, семи глав, заключения и шести приложений. Она изложена на 130 страницах, включающих 37 рисунков и 16 таблиц. Список литературы насчитывает 94 наименования.

II. СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во введении изложены современные представления и актуальные проблемы физики деления и мультифрагментации атомных ядер, а также основные положения каскадно-испарительной модели, сформулирована цель и конкретные задачи данного эксперимента, обоснован выбор методики. На контурной схеме рис. 1 для мишени ^{238}U в координатах «скорость (V) – импульс (P)» для $V \geq 0.45$ см/нс представлены основные виды продуктов дезинтеграции атомных ядер, зарегистрированных двухплечевым спектрометром, которые анализируются в данной работе.

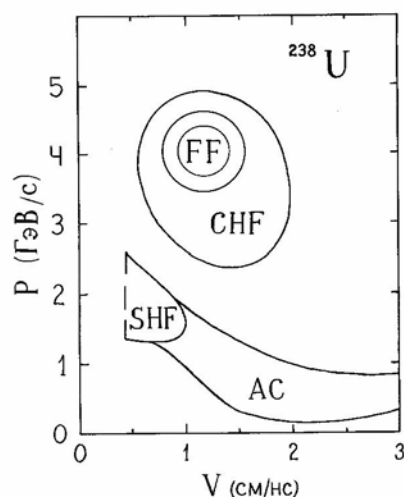


Рис. 1. Контурная схема для продуктов дезинтеграции ядер ^{238}U протонами с энергией 1 ГэВ. Обозначения: FF – осколки деления, CHF – парные тяжелые фрагменты, SHF – одиночные тяжелые фрагменты, AC – кластеры, сопровождающие все виды тяжелых фрагментов.

Глава I. Экспериментальная установка

Для сравнительного изучения реакций деления и мультифрагментации тяжелых ядер релятивистскими протонами был усовершенствован двухплечевой времяпролетный спектрометр, созданный в ПИЯФ РАН. Все части этого спектрометра были заменены на более совершенные, лучше отвечающие поставленным задачам.

Блок-схема экспериментальной установки приведена на рис. 2. Кремниевые поверхностно-барьерные детекторы (ППД), предназначенные для регистрации продуктов ядерных реакций, были объединены в два мозаичных датчика, расположенных по обе стороны мишени на расстоянии около 70 см от нее. Телесный угол каждого датчика составлял $\Delta\Omega \approx 15$ мср, а отношение чувствительной поверхности датчика к его общей площади $S \approx 0.50$.

Калибровочный источник ^{252}Cf с активностью 20 мкКюри на тонкой никелевой пленке и комплект из трех мишеней толщиной от 80 до 500 мкг/см² были размещены в кассете, что позволяло поочередно выставлять их в центр камеры на протонный пучок без нарушения высокого вакуума.

Устройство «нуля времени» (УНВ), располагавшееся на расстоянии 3.7 см от мишени, включало в себя никелевую фольгу в качестве эмиттера вторичных электронов, которые ускорялись и фокусировались конической электростатической иммерсионной линзой на фотоэлектронный умножитель.

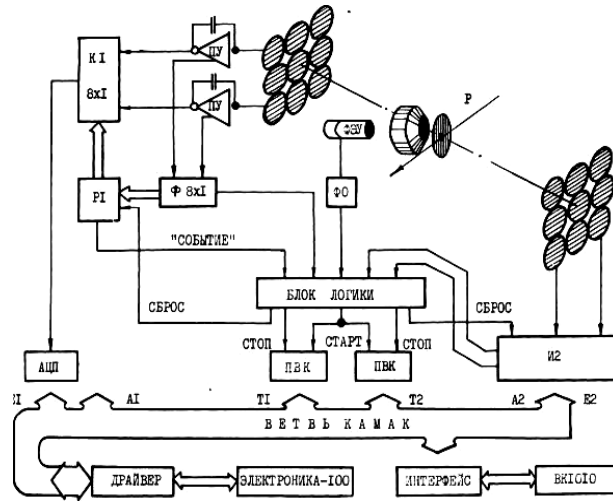


Рис. 2. Блок-схема двухплечевого спектрометра.

Измерения проводились как при коллинеарном расположении плеч спектрометра перпендикулярно протонному пучку ($\theta = 0^\circ$), так и при отклонении подвижного плеча на азимутальный угол $\theta = 10^\circ$ по направлению к пучку («неколлинеарная геометрия»).

Глава II. Методика эксперимента

Для обслуживания экспериментов автором было разработано программное обеспечение, позволяющее принимать экспериментальные данные, упакованные в виде массивов заданного объема, записывать их на магнитную ленту и диск, а также проводить оперативную обработку информации для контроля ее качества. Во второй главе излагается алгоритм программ обработки данных. Предложенная автором функциональная зависимость истинного времени пролета T от временного интервала t между сигналами УНВ и ППД имеет вид:

$$T = c_0 + c_1 t - t_{pd} - t_{th}, \quad (1)$$

где t_{pd} – плазменная задержка сигнала в ППД, $t_{th} = (\tau_r \times E_{th} / E)$ – время нарастания сигнала с ППД при попадании в него фрагмента с энергией E до уровня порога формирователя E_{th} , τ_r – передний фронт этого сигнала, а c_i – коэффициенты. При этом использовалась стандартная процедура энергетической калиб-

ровки, позволяющая пересчитывать амплитуды импульсов с ППД в соответствующие кинетические энергии фрагментов.

Масса и импульс каждого фрагмента определялись по формулам:

$$M = k_M E / V^2, \quad (2)$$

$$P = k_P E / V,$$

где $k_{M,P}$ – системные коэффициенты, представляющие собой соотношение мировых констант.

Стандартные отклонения, характеризующие временное, энергетическое, массовое и импульсное разрешение спектрометра, определенные по осколкам деления ^{252}Cf , оказались равными ≈ 0.5 нс, ≈ 1 МэВ, ≈ 3 а.е.м. и ≈ 70 МэВ/с. Для α -частиц временное разрешение также составляло ≈ 0.5 нс, а массовое ≈ 1 а.е.м.

Глава III. Специфика редких процессов

В третьей главе изложены результаты проведенного с участием соискателя исследования систематических искажений при измерении энергии тяжелых фрагментов поверхностно-барьерными полупроводниковыми детекторами, которые приводят, в частности, к значительному небалансу импульсов регистрируемых осколков деления. Показано, что эти искажения обусловлены однократными почти лобовыми столкновениями тяжелых фрагментов с атомными ядрами в ППД, что сопровождается большими неионизационными потерями энергии. Это приводит к систематическому занижению массы и импульса «искаженного» осколка, вычисленных по формулам (2).

В качестве примера практического использования результатов данного исследования в диссертации приведено массовое распределение кластеров в событиях «кластер-осколок деления ^{238}U », в которых «кластеры» с массой > 10 а.е.м. ($\approx 30\%$ статистики) в действительности являются осколками деления, испытавшими однократное почти лобовое столкновение с атомным ядром ППД.

Исключение ложных «кластеров» позволяет определить средние значения массы $\langle M_{AC}^{(FF)} \rangle$, скорости $\langle V_{AC}^{(FF)} \rangle$ и множественности $\langle n_{AC}^{(FF)} \rangle$ настоящих кластеров, сопровождающих осколки деления. Установлено, что для всех ядер-мишеней $\langle M_{AC}^{(FF)} \rangle = 4.0 \pm 0.3$ а.е.м. При переходе от ^{238}U к ^{197}Au значения $\langle V_{AC}^{(FF)} \rangle$ возрастают от 3.1 ± 0.1 до 3.5 ± 0.1 см/нс, а $\langle n_{AC}^{(FF)} \rangle$ от 1.2 ± 0.2 до 2.6 ± 0.4 кластеров вследствие увеличения энергии возбуждения остаточных ядер. Эти величины хорошо согласуются с литературными данными и используются для сравнения с аналогичными значениями для реакции мультифрагментации.

Глава IV. Сопоставление основных кинематических характеристик осколков деления при использовании старой (квадратичной) и новой временной калибровки

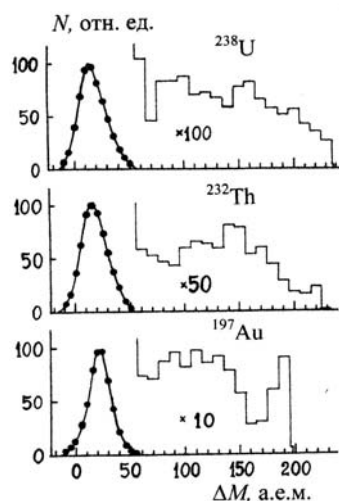


Рис. 3. Распределения зарегистрированных событий по величине недостающей массы ΔM . Статистика осколков деления аппроксимирована линиями. Гистограммы – статистика всех зарегистрированных продуктов ядерных реакций с кинетическими энергиями $E \geq 8$ МэВ, числа указывают масштабные множители.

данным, средняя энергия возбуждения остаточных ядер ^{238}U составляет около 140 МэВ.

В табл. 1 приводятся средние значения $\langle \Delta M \rangle$, полученные с использованием новой временной калибровки для парных осколков деления в коллинеарной ($\theta = 0^\circ$, $\Delta M \leq 60$ а.е.м.) и неколлинеарной ($\theta = 10^\circ$, $\Delta M \leq 75$ а.е.м.) геометрии.

Важным параметром, характеризующим механизм ядерной реакции в каждом событии, является величина недостающей массы (нуклонных потерь) $\Delta M = M_{\text{targ}} - (M_1 + M_2)$, где M_{targ} – масса ядра-мишени, а M_1 и M_2 – массы продуктов реакции, измеренные двумя плечами спектрометра.

На рис. 3 представлены распределения событий, зарегистрированных в коллинеарной геометрии и обработанных с новой временной калибровкой, по данному параметру. Темными точками изображены события деления (масса осколков $M > 40$ а.е.м., кинетическая энергия $E > 35$ МэВ, полная кинетическая энергия $E_K > 90$ МэВ, недостающая масса $\Delta M < 60$ а.е.м., небаланс импульсов тяжелого (H) и легкого (L) осколков $|P_H - P_L| < 1.2$ ГэВ/c). Все зарегистрированные события с $E \geq 8$ МэВ представлены гистограммами с указанным увеличением. Гистограммы включают в себя пары зарегистрированных продуктов реакции: CHF, AC-FF, «ложный AC»-FF, AC-SHF и AC-AC. Отрицательные значения недостающей массы обусловлены аппаратным разрешением спектрометра.

Параметр ΔM для парных осколков деления является мерой энергии возбуждения остаточного ядра. Согласно нашим

Таблица 1. Средние значения величины нуклонных потерь $\langle \Delta M \rangle$ для реакции деления ядер (а.е.м.) при двух значениях азимутального угла отклонения от коллинеарности

Мишени	$\theta = 0^\circ$	$\theta = 10^\circ$
^{238}U	17 ± 2	24 ± 2
^{232}Th	20 ± 2	–
^{209}Bi	20 ± 2	21 ± 2
^{197}Au	21 ± 2	–

На рис. 4 представлены экспериментальные зависимости средней скорости осколков деления ядер ^{238}U , ^{232}Th и ^{197}Au протонами с энергией 1 ГэВ от величины ΔM .

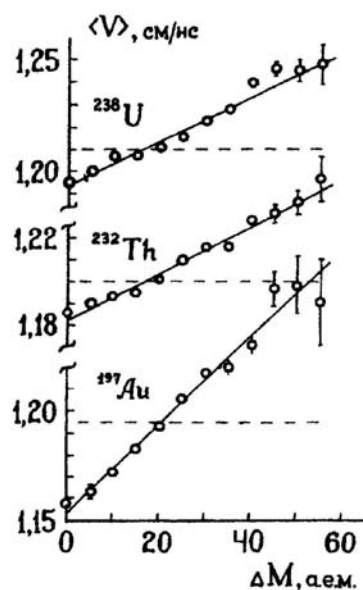


Рис. 4. Экспериментальные зависимости средней скорости осколков деления от величины нуклонных потерь ΔM . Сплошные линии – результаты аппроксимации экспериментальных данных зависимостью (3). Штриховые линии – средние значения $\langle V_{FF} \rangle$ для всех зарегистрированных событий.

В табл. 2 указаны значения параметров линейных аппроксимаций этих зависимостей, полученные методом наименьших квадратов:

$$\langle V \rangle = \langle V_0 \rangle + k \Delta M. \quad (3)$$

Таблица 2. Средние скорости осколков для всех зарегистрированных событий $\langle V_{FF} \rangle$ и параметры линейных аппроксимаций (3) зависимостей средних скоростей осколков деления от величины нуклонных потерь

Мишени	$\langle V_{FF} \rangle$, см/нс	$\langle V_o \rangle$, см/нс	k , см/нс/а.е.м.
^{238}U	1.21 ± 0.01	1.19 ± 0.01	0.00096 ± 0.00003
^{232}Th	1.20 ± 0.01	1.18 ± 0.01	0.00108 ± 0.00004
^{197}Au	1.195 ± 0.01	1.15 ± 0.02	0.00205 ± 0.00008

В табл. 3 представлены средние значения и стандартные отклонения импульсных распределений осколков деления, а также стандартные отклонения распределений по поперечной составляющей импульса систем из двух регистрируемых осколков в направлении их разлета, которым является ось спектрометра в коллинеарной геометрии регистрации.

Таблица 3. Средние значения и стандартные отклонения распределений импульсов осколков деления

Мишень	$\langle P_{FF} \rangle$, МэВ/с	σ_p , МэВ/с	$\sigma_{(p1-p2)}$, МэВ/с
^{238}U	4057 ± 40	308 ± 3	354 ± 2
^{232}Th	3905 ± 40	318 ± 3	377 ± 2
^{197}Au	3176 ± 30	295 ± 4	410 ± 3

Математические ожидания распределений по поперечной составляющей импульса систем из двух регистрируемых осколков деления оказались практически нулевыми, как и должно быть при изотропной эмиссии их кластерокомпаньонов.

Ширины этих распределений обусловлены суммированием импульсов отдачи при эмиссии сопровождающих частиц в ходе приобретения и диссипации энергии возбуждения. Если аппаратная дисперсия $(\sigma_p^{\text{анн}})^2$ постоянна во всем диапазоне нуклонных потерь, то оставшая часть экспериментально измеренной дисперсии $(\sigma_{(p1-p2)})^2$ должна быть обусловлена сложением поперечных компонент импульсов отдельных частиц:

$$(\sigma_{(p1-p2)})^2 = (\sigma_p^{\text{анн}})^2 + \frac{1}{3} Nq^2. \quad (4)$$

В данном случае N – массовое число, отвечающее сумме масс всех частиц, сопровождающих осколки деления, а q – их приведенный среднеквадратичный импульс.

На рис. 5 демонстрируется зависимость экспериментально измеренной дисперсии импульсного распределения систем из двух регистрируемых осколков ^{238}U от полной массы сопровождающих частиц M_i :

$$M_i = M_{\text{targ}} + m_p - M_1 - M_2, \quad (5)$$

где m_p – масса покоя налетающего протона.

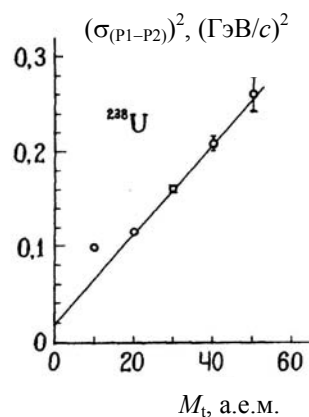


Рис. 5. Зависимость дисперсии импульсного распределения систем из двух зарегистрированных осколков деления ядер ^{238}U от величины полной массы сопровождающих частиц. Линия – результат аппроксимации зависимости уравнением (4).

Линия – результат фитирования экспериментальной зависимости уравнением (4) методом наименьших квадратов. При этом получены значения: $\sigma_p^{\text{анн}} = 139 \pm 19$ МэВ/с и $q = 120 \pm 2$ МэВ/с, что отвечает средней кинетической энергии испущенного нуклона $\langle t_i \rangle \approx 8$ МэВ.

Все вновь определенные кинематические характеристики осколков деления в пределах погрешностей совпадают с результатами, полученными при использовании старой (квадратичной) временной калибровки и опубликованными нами до 1990г.

Глава V. Делительноподобная мультифрагментация ^{238}U

Сумма масс ($M_1 + M_2$) двух любых продуктов не делительного происхождения, регистрируемых на совпадение двумя плечами спектрометра, сильно отличается от массы ядра-мишени M_{targ} .

На рис. 6 представлены распределения выделенных нами на контурной схеме рис. 1 разновидностей событий по величине недостающей массы ΔM .

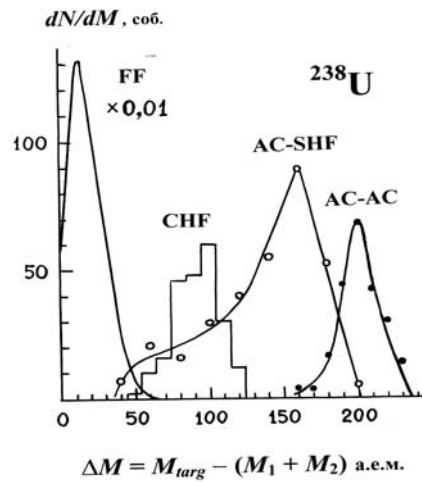


Рис. 6. Распределения по недостающей массе для указанных на рисунке разновидностей зарегистрированных событий. Пик осколков деления уменьшен в 100 раз.

Для CHF, как и для осколков высокоэнергетического деления, наиболее вероятно равенство масс тяжелых продуктов реакции. Поэтому они хорошо выделяются на фоне делительных событий по сумме масс и сумме скоростей бинарных тяжелых фрагментов. Математическое ожидание массового распределения CHF, зарегистрированных в коллинеарной геометрии для ^{238}U , оказалось равным 73.5 ± 1.5 а.е.м., что соответствует двум заполненным деформированным оболочкам. Среднее значение $\langle \Delta M \rangle \approx 91$ а.е.м., характеризующее CHF, включает в себя 7 ± 2 заряженных частиц со средней массой около 4 а.е.м. и

до 60 свободных нуклонов (в основном нейтронов).

Оценка приведенного среднеквадратичного импульса частиц, сопровождающих CHF, по формуле (4) дает значение $q = 50 \pm 5$ МэВ/с, что отвечает средней кинетической энергии испущенного нуклона $\langle t_i \rangle \approx 2$ МэВ. Уменьшение параметра $\langle t_i \rangle$ вместо его возрастания при переходе от FF к CHF свидетельствует о том, что CHF не являются осколками деления в событиях с максимальными нуклонными потерями.

Средняя относительная скорость CHF, равная 3.0 ± 0.1 см/нс, совпадает с той, которую должны приобрести два соприкасающихся сферических фрагмента с массами 74 а.е.м. и равновесной плотностью при одинаковом количестве протонов и нейтронов в каждом фрагменте в результате их взаимного кулоновского ускорения. Наиболее вероятный азимутальный угол между направлениями разлета CHF $\langle \theta \rangle = 171^\circ \pm 1^\circ$ совпадает с аналогичным углом между осколками высокоэнергетического деления с $\langle M_i \rangle \approx 210$ а.е.м. Среднее значение параллельной компоненты импульса, переданного налетающим протоном остаточному ядру – источнику CHF, составляет 700 ± 100 МэВ/с, что в 2 раза превышает соответствующее значение для делящихся ядер. Дисперсия распределения угловых корреляций CHF также оказалась больше измеренной для наиболее вероятных осколков деления. Энергетический баланс реакции с

образованием SHF становится реалистическим при энергии возбуждения остаточного ядра, превышающей 500 МэВ.

По этим признакам и ряду других СНФ можно отождествить с продуктами канала псевдоделения. Согласно нашим данным, сечение делительноподобной мультифрагментации для ^{238}U при $E_p = 1$ ГэВ составляет 12 ± 2 мбн или $(0.8 \pm 0.1)\%$ от сечения деления. Определение сечения псевдоделения стало возможным благодаря разработанной автором процедуре восстановления пространственного распределения угловых корреляций бинарных тяжелых фрагментов за пределы телесного угла регистрации двухплечевого спектрометра.

Глава VI. Канал псевдоиспарения

Энергетические, скоростные и массовые распределения продуктов реакции в событиях АС-SHF изображены на рис. 7. Наиболее вероятные значения масс SHF и средние массы их кластеров-компаньонов указаны в табл. 4.

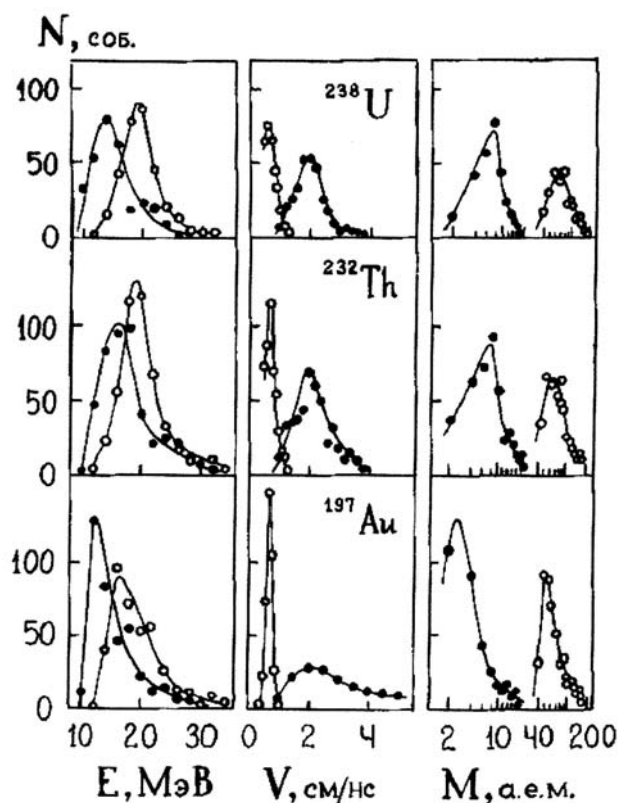


Рис. 7. Энергетические, скоростные и массовые распределения продуктов реакции в событиях АС-SHF. Темные точки для АС, светлые – для SHF.

Таблица 4. Средние массы одиночных тяжелых фрагментов, а также средние массы и множественности сопровождающих кластеров (погрешности статистические)

Мишени	$\langle M_{\text{SHF}} \rangle$, а.е.м.	$\langle M_{\text{AC}}^{(\text{SHF})} \rangle$, а.е.м.	$\langle n_{\text{AC}}^{(\text{SHF})} \rangle$, кл.
^{238}U	92 ± 2	9.5 ± 0.4	9.7 ± 0.7
^{232}Th	86 ± 2	10.0 ± 0.4	9.4 ± 0.7
^{197}Au	77 ± 2	7.2 ± 0.4	11.2 ± 1.1

Энергетический баланс реакции с образованием SHF, характеризующейся значениями $\langle \Delta M \rangle$, превышающими 100 а.е.м., становится реалистическим лишь при большой множественности кластеров-компаньонов. К тому же какая-либо корреляция между значениями M_{SHF} и M_{AC} отсутствует, как и должно быть при множественном рождении кластеров и случайной регистрации одного из них на совпадение с SHF.

Результаты расчета процесса мультифрагментации ядер ^{197}Au , представленные И.Н. Мишустиным на конференции в Гатлинбурге (США, 1997 г.), показали, что количество нейтронов, высвобождающихся в данной реакции, близко к нейтронному избытку исходного ядра в широком диапазоне энергий возбуждения. Следовательно, ядро разрушается на фрагменты с $N \approx Z$. Экстраполируя эту ситуацию на актиниды и пренебрегая уменьшением заряда ядра на каскадной стадии реакции, в первом приближении можно написать:

$$\langle n_{\text{AC}}^{(\text{SHF})} \rangle = (2 \times Z_{\text{targ}} - \langle M_{\text{SHF}} \rangle) / \langle M_{\text{AC}}^{(\text{SHF})} \rangle, \quad (6)$$

где $\langle n_{\text{AC}}^{(\text{SHF})} \rangle$ – среднее количество кластеров в SHF-событиях, Z_{targ} – зарядовое число ядра-мишени, а $\langle M_{\text{SHF}} \rangle$ и $\langle M_{\text{AC}}^{(\text{SHF})} \rangle$ – средние массовые числа SHF и AC. Значения $\langle n_{\text{AC}}^{(\text{SHF})} \rangle$, вычисленные по формуле (6), также приведены в табл. 4. Согласно И.Н. Мишустину, для ^{197}Au такое значение множественности заряженных частиц соответствует средней энергии возбуждения остаточных ядер $\langle E^* \rangle \approx 600$ МэВ.

На рис. 8 сравниваются измеренные нами в одном сеансе массовые распределения AC в событиях AC-FF (светлые точки) и AC-SHF (темные точки). Результаты большинства теоретических и экспериментальных исследований мультифрагментации свидетельствуют о степенной зависимости количества рождающихся кластеров от их массы:

$$N(M_{\text{AC}}) \propto M_{\text{AC}}^{-\tau}. \quad (7)$$

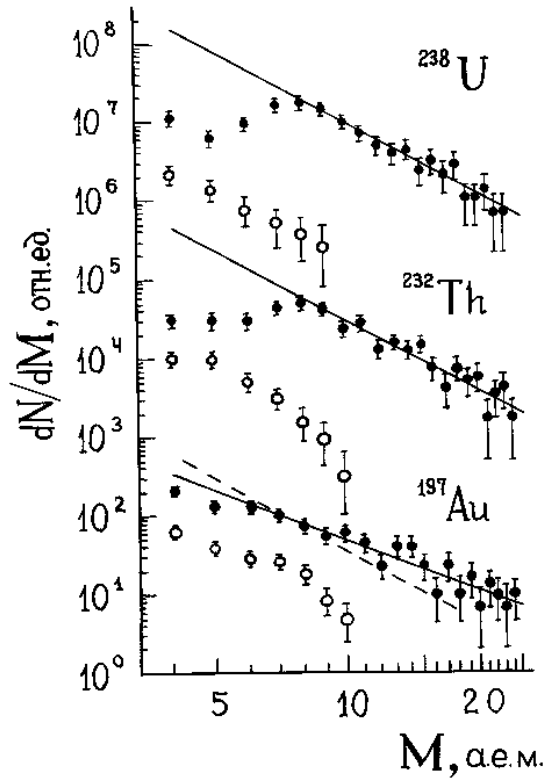


Рис. 8. Массовые распределения сопровождающих кластеров в событиях AC-SHF (темные точки) и AC-FF (светлые точки) при $E_p = 1$ ГэВ. Сплошные линии – степенные аппроксимации массовых распределений уравнением (7). Штриховая линия – результат аппроксимации массового распределения одиночных IMF.

Поэтому мы также определили параметр τ методом наименьших квадратов. Были получены значения $\tau = 3.1 \pm 0.5$, 3.2 ± 0.5 , 2.2 ± 0.4 для ^{238}U , ^{232}Th и ^{197}Au , соответственно. Сравнение с литературными данными для мультифрагментации ядер ^{197}Au протонами различных энергий позволяет определить, что последнее значение τ отвечает средней энергии возбуждения остаточных ядер $\langle E^* \rangle \approx 600$ МэВ.

Нарушение степенного закона в области $M_{AC} \leq 7$ а.е.м. для продуктов разрушения ядер актиноидов можно объяснить распадом части мелких первичных кластеров в ходе нуклонного обмена через «газовую» фазу внутри расширяющегося ядра и соответствующим увеличением массы кластеров с радиусом, превышающим критическую величину, а также увеличением анизотропии по мере возрастания массы кластеров.

На рис. 9 представлены экспериментальные импульсные распределения продуктов реакции в SHF-событиях. Как известно, распределение значений

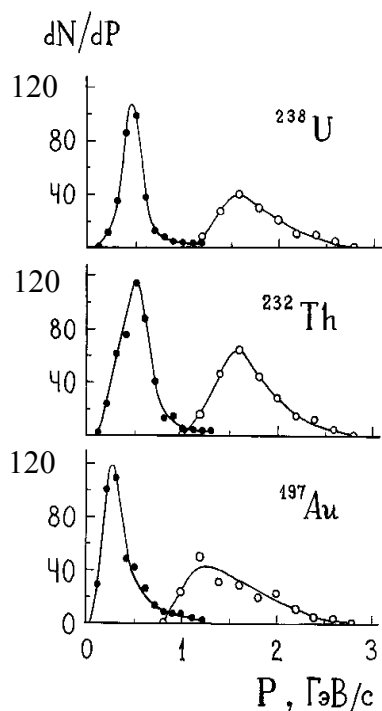


Рис. 9. Экспериментальные импульсные распределения продуктов реакции в событиях АС-SHF. Темные точки – АС, светлые – SHF.

проекции суммы N векторов ($N \geq 7$), случайным образом направленных в пространстве, на выделенную ось по мере увеличения статистики асимптотически приближается к нормальному с нулевым средним. Распределения импульсов SHF на рис. 9 кардинально отличаются от нормальных импульсных распределений делящихся ядер. Поэтому можно утверждать, что ансамбль АС группируется в направлении, противоположном вылету SHF. То есть эмиссия АС в SHF-событиях анизотропна, а разрушение атомных ядер имеет быстрый неравновесный характер. По-видимому, в разрушающемся ядре кулоновское отталкивание от SHF доминирует над взаимодействием АС друг с другом. Поэтому в момент их разъединения SHF и ансамбль АС находятся на противоположных полюсах ядра. Отсюда – большие импульсы SHF, анизотропия вылета кластеров и понижение скоростей последних по сравнению с одиночными фрагментами той же массы, испущенными остаточными ядрами с равновесной плотностью.

Средние значения масс и скоростей фрагментов промежуточной массы (IMF) из диапазона масс $6 \text{ а.е.м.} \leq M_{\text{IMF}} \leq 30 \text{ а.е.м.}$, зарегистрированных нами на совпадение в коллинеарной геометрии, указаны в табл. 5.

Таблица 5. Средние значения масс и скоростей фрагментов промежуточной массы в событиях IMF-IMF

Мишени	$\langle M_{\text{IMF}} \rangle$, а.е.м.	$\langle V_{\text{IMF}} \rangle$, см/нс
^{238}U	17 ± 1	1.61 ± 0.03
^{232}Th	14 ± 1	1.74 ± 0.04
^{197}Au	11 ± 1	1.80 ± 0.04

Средние скорости «парных» IMF оказались в полтора раза меньше измеренных в инклюзивных экспериментах для фрагментов с той же массой и хорошо согласуются с литературными данными для продуктов реакции мультифрагментации.

Скоростные распределения IMF располагаются между двумя естественными реперами, которыми являются средняя скорость осколков деления и средняя скорость кластеров-компаньонов этих осколков. Измеренные нами реперные значения также хорошо согласуются с литературными данными, что подтверждает достоверность результатов измерений.

Совпадение зависимостей средних скоростей и средних кинетических энергий AC, зарегистрированных в событиях AC-SHF и AC-AC, от M_{AC} в пределах статистических погрешностей и их существенное отличие от результатов инклюзивных экспериментов свидетельствует о том, что данные события являются продуктами канала псевдоиспарения. События AC-SHF и AC-AC отличаются лишь тем, что во втором случае SHF не попадает в угловой раствор или на чувствительную поверхность мозаичного датчика. Массовые распределения кластеров в событиях AC-SHF и AC-AC также оказались одинаковыми.

Используя относительный метод измерения сечений, можно получить оценку σ_{SHF} через сечения деления тех же ядер σ_{FF} по формуле:

$$\sigma_{SHF} = \frac{2\pi}{\Delta\Omega} \frac{\sigma_{FF} G N_{AC-SHF}}{\langle n_{AC}^{(SHF)} \rangle \langle An \rangle N_{FF-FF}}, \quad (8)$$

$$\text{где анизотропия } An = \frac{4\pi}{\Delta\Omega} \frac{\int N_{AC-SHF}(\theta, \varphi) d\Omega}{\int_{(4\pi)} N_{AC-SHF}(\theta, \varphi) d\Omega}, \quad (9)$$

параметр G – отношение числа актов деления, регистрируемых в коллинеарной геометрии, к их количеству, которое можно было бы зарегистрировать в 4π -геометрии, а N_{AC-SHF} и N_{FF-FF} – статистика соответствующих событий.

Анизотропия эмиссии кластеров в системе центра масс распадающегося ядра была оценена через отношения скоростей AC в лабораторной системе координат и системе центра масс ансамбля всех частиц, сопровождающих SHF:

$$An \approx (V_{AC\perp}^{(л.с.к.)} / V_{AC\perp}^{(с.ц.м.)})^2. \quad (10)$$

Определенные нами значения параметров σ_{SHF} и $\langle An \rangle$ указаны в табл. 6.

Таблица 6. Сечения деления σ_{FF} и псевдоиспарения σ_{SHF} , а также средняя анизотропия вылета кластеров $\langle An \rangle$ при $E_p = 1$ ГэВ

Мишени	σ_{FF} , мбн	σ_{SHF} , мбн	$\langle An \rangle$	G
^{238}U	1480 ± 60	120 ± 40	3.5 ± 0.3	0.37 ± 0.02
^{232}Th	940 ± 47	110 ± 30	3.0 ± 0.2	0.35 ± 0.02
^{197}Au	71 ± 7	10 ± 5	2.3 ± 0.2	0.12 ± 0.01

Большие значения σ_{SHF} для актинидов мы объясняем непрочностью многозарядных ядер, легко рассыпающихся на кластеры под действием разветвленного быстрого каскада, как только внутренняя энергия позволяет это сделать.

Глава VII. Сопоставление экспериментальных данных с модельными представлениями

Таким образом, автор показал, что реакция мультифрагментации тяжелых ядер протонами с энергией 1 ГэВ существует, имеет быстрый неравновесный характер и протекает по каналам псевдоиспарения и псевдоделения.

Статистическая модель тепловой мультифрагментации на качественном уровне подтверждается результатами, полученными при $E_p = 1$ ГэВ, но завышает среднюю массу SHF примерно в полтора раза. К тому же энергия протонов 1 ГэВ явно недостаточна для «вскипания» атомных ядер под действием теплового движения нуклонов с вероятностью $\approx 7\%$ от полного сечения неупругого взаимодействия, как это имеет место для ^{238}U .

Представление о механизме мультифрагментации в пороговой области энергий согласуется с концепцией эволюционирующего расширяющегося источника. В результате разветвленного быстрого каскада возникает высоковозбужденное остаточное ядро в нестационарном состоянии, со значительными неоднородностями в распределении плотности и разорванными связями между нуклонами. В сочетании с конечностью скорости распространения взаимодействия это не может не привести к кратковременному понижению энергии связи всего ядра. Кулоновское взаимодействие и тепловое движение нуклонов запускают механизм увеличения объема ядра и перехода ядерной материи в двухфазное состояние. Частичная трансформация хаотического теплового движения нуклонов в упорядоченное радиальное течение, а также возможная эмиссия нейтронов и мелких кластеров на ранних стадиях расширения остаточного ядра настолько понижают энергию возбуждения последнего, что начинается рост крупных фрагментов за счет исчезновения части более мелких. Конечным результатом этого процесса является образование одного или двух

особенно больших фрагментов в сопровождении нескольких кластеров. При этом разьединение СНФ становится возможным лишь в том случае, когда они не только находятся практически в основном состоянии, но и имеют максимальную энергию связи.

Сильная зависимость сечения мультифрагментации от заряда ядрамишени и анизотропная эмиссия кластеров указывают на важную роль кулоновского взаимодействия в разрушении атомных ядер. По нашему мнению, пусковым механизмом мультифрагментации в пороговой области энергий является, скорее, быстрая неравновесная кулоновская диссоциация, чем «вскипание» ядер.

Если плотность расширяющегося ядра не достигает критического значения, при котором происходит практически одновременное разьединение кластеров, ядерная материя вновь начинает сжиматься, но неравномерно. Это приводит к сильным искажениям формы ядра и далее к его осцилляциям, которые могут завершиться делением. Таким образом, в событиях деления атомных ядер, характеризующихся большими значениями недостающей массы и большой множественностью мелких сопровождающих кластеров, начальная фаза неравновесной эмиссии частиц может оказаться той же самой, что и в реакции мультифрагментации.

Основные результаты, полученные автором, состоят в следующем:

1. Усовершенствован двухплечевой времяпролетный спектрометр, созданный в ПИЯФ РАН для изучения высокоэнергетического деления атомных ядер.
2. Предложен новый алгоритм временной калибровки спектрометра, учитывающий плазменную задержку сигнала в поверхностно-барьерных полупроводниковых детекторах и включающий компьютерную коррекцию на время нарастания сигналов с предусилителей до уровня срабатывания формирователей с фиксированным порогом. Показано, что использование новой временной калибровки делает возможным анализ кинематических характеристик кластеров, сопровождающих осколки деления ядер.
3. Созданы подсистемы для приема, записи и ONLINE – обработки экспериментальной информации. Создан комплект программ для калибровки спектрометра и преобразования экспериментальных данных в размерные физические величины. Создана базовая программа для анализа этих данных.
4. Выполнено экспериментальное исследование систематических искажений при измерении энергии осколков спонтанного деления ^{252}Cf поверхностно-барьерными полупроводниковыми детектора-

ми. Показано, что эти искажения могут быть обусловлены столкновениями осколков с атомными ядрами в материале ППД, приводящими к значительным неионизационным потерям энергии. Их учет необходим при изучении редких каналов деления с использованием ППД.

5. Выполнено экспериментальное исследование деления ядер ^{238}U , ^{232}Th и ^{197}Au протонами с энергией 1 ГэВ с регистрацией двух осколков деления в коллинеарной геометрии и с измерением масс и энергий этих осколков.
6. Измерены средние массы, скорости и множественности кластеров, сопровождающих осколки деления. Измерены средние значения недостающей массы (нуклонные потери) $\langle \Delta M \rangle$ для осколков деления и зависимости средней скорости и дисперсии распределений векторных сумм импульсов осколков деления от параметра ΔM . Измерен приведенный среднеквадратичный импульс ансамбля частиц, сопровождающих осколки деления.
7. Показано, что реакция мультифрагментации тяжелых ядер протонами с энергией 1 ГэВ существует, представляет собой быстрый неравновесный распад ядра и протекает по каналам псевдоиспарения (тяжелый фрагмент в сопровождении нескольких кластеров и нуклонов) и псевдоделения (два тяжелых фрагмента в сопровождении кластеров и нуклонов).
8. Разработан способ восстановления пространственного распределения угловых корреляций бинарных тяжелых фрагментов. Установлено, что сечение делительноподобной мультифрагментации ядер ^{238}U составляет 12 ± 2 мбн и уменьшается с уменьшением заряда ядра-мишени.
9. Обобщен относительный метод измерения сечений, благодаря чему стало возможно измерение сечения канала с регистрацией одиночного тяжелого фрагмента на совпадение с одним из сопровождающих его кластеров. Установлено, что сечения псевдоиспарения для ядер ^{238}U , ^{232}Th и ^{197}Au составляют 120 ± 40 мбн, 110 ± 30 мбн и 10 ± 5 мбн, соответственно.
10. Обнаружена анизотропная эмиссия кластеров в канале с образованием одиночных тяжелых фрагментов. Установлено, что сопровождающие кластеры группируются в направлении, противоположном импульсу этих фрагментов, причем анизотропия углового распределения кластеров составляет 3.5 ± 0.3 для ^{238}U , 3.0 ± 0.2 для ^{232}Th и 2.3 ± 0.2 для ^{197}Au . Анизотропная эмиссия кластеров

является характерной особенностью реакции мультифрагментации в пороговой области энергий и свидетельствует об отсутствии плавного перехода от деления к псевдоделению, от испарения к псевдоиспарению.

11. Измерены показатели степенных аппроксимаций $N(M) \sim M^{-\tau}$ массовых распределений кластеров, регистрируемых на совпадение с одиночными тяжелыми фрагментами, которые оказались равными: $\tau = 3.1 \pm 0.5$, 3.2 ± 0.5 , 2.2 ± 0.4 для ^{238}U , ^{232}Th и ^{197}Au , соответственно. Для ядер ^{238}U и ^{232}Th обнаружено нарушение степенного закона в области $M_{AC} \leq 7$ а.е.м., которое объясняется распадом части мелких первичных кластеров в ходе нуклонного обмена через «газовую» фазу внутри расширяющегося ядра и соответствующим увеличением массы кластеров с радиусом, превышающим критическую величину, а также увеличением анизотропии по мере возрастания массы кластеров.
12. Измерены средние скорости фрагментов промежуточной массы ($6 \text{ а.е.м.} \leq M \leq 30 \text{ а.е.м.}$), зарегистрированных на совпадение: $\langle V \rangle = 1.61 \pm 0.03$, 1.74 ± 0.04 и 1.80 ± 0.04 см/нс для ^{238}U , ^{232}Th и ^{197}Au , соответственно. Они оказались в полтора раза меньшими, чем у таких же фрагментов, зарегистрированных в инклюзивных экспериментах.

Полученные нами экспериментальные данные важны для понимания процесса мультифрагментации, поскольку корреляционные исследования данной реакции в пороговой области энергий никем до сих пор не проводились, а также имеют прикладное значение для разработки технологии утилизации отработавшего ядерного топлива.

Основные результаты работы опубликованы в статьях:

1. Честнов Ю.А., Соколовский Б.Ю. Экспериментальное обнаружение двухфазного состояния расширяющейся ядерной материи при $E_p = 1$ ГэВ. ЯФ. 2001. Т.64. С.1541-1550.
2. Честнов Ю.А., Соколовский Б.Ю. Канал псевдоиспарения в реакции мультифрагментации тяжелых ядер протонами с энергией 1 ГэВ. Препринт ПИЯФ–2350. Гатчина. 2000. 49с.
3. Честнов Ю.А., Соколовский Б.Ю. Мультифрагментация тяжелых ядер протонами с энергией 1 ГэВ. Препринт ПИЯФ–2314. Гатчина. 1999. 40с.

4. Честнов Ю.А., Соколовский Б.Ю. Делительноподобная мультифрагментация ^{238}U протонами с энергией 1 ГэВ. ЯФ. 1997. Т.60. С.811-817.
5. Честнов Ю.А., Соколовский Б.Ю., Солякин Г.Е. Имитация больших нуклонных потерь и небаланса импульсов осколков деления в результате их рассеяния в материале полупроводниковых детекторов. Препринт ПИЯФ–2123. 1996. Гатчина. 20с.
6. Chestnov Yu.A., Lebedev V.D., Sokolovsky B.Yu., Solyakin G.E. Missing mass and momentum imbalance of coincident fission fragments detected by a double-arm time-of-flight spectrometer. Preprint PNPI–2121. Gatchina. 1996. 13p.
7. Честнов Ю.А., Кравцов А.В., Соколовский Б.Ю., Солякин Г.Е. Влияние нуклонной эмиссии на кинематические характеристики осколков деления ядер протонами с энергией 1 ГэВ. ЯФ. 1987. Т.45. С.19-25.
8. Честнов Ю.А., Евдокимов И.В., Соколовский Б.Ю. О величине средней скорости осколков деления в с.ц.м. делящегося ядра. ЯФ. 1985. Т.41. С.579-581.
9. Лодкин А.Н., Соколовский Б.Ю., Шевель А.Е. Программные средства для обслуживания экспериментов по физике высоких энергий с использованием ЕС ЭВМ. Препринт ЛИЯФ–1063. Ленинград. 1985. 30с.
10. Честнов Ю.А., Соколовский Б.Ю., Солякин Г.Е. Проявление деформированных оболочек в делении самария под действием протонов с энергией 1 ГэВ. Письма в ЖЭТФ. 1984. Т.40. С.490-492.
11. Горшков Б.Л., Ильин А.И., Соколовский Б.Ю., Солякин Г.Е., Честнов Ю.А. Реакция «взрыва» ядер, возникающая в мишенях из ^{238}U , ^{232}Th и ^{197}Au под действием протонов с энергией 1 ГэВ. Письма в ЖЭТФ. 1983. Т.37. С.60-63.