

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи

СВИРИН Михаил Иванович

**ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРОВ МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ
ДЕЛЕНИЯ АКТИНИДНЫХ ЯДЕР**

01.04.16 - физика атомного ядра и элементарных частиц

*Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук*

Дубна –2014

Работа выполнена в Государственном научном центре Российской Федерации – Физико-энергетическом институте имени А. И. Лейпунского (г. Обнинск Калужской области)

Официальные оппоненты:

Гледенов Юрий Михайлович - доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник, ОИЯИ/ Лаборатория нейтронной физики, ведущий научный сотрудник

Титаренко Юрий Ефимович - доктор физико-математических наук, профессор, ИТЭФ/ Лаборатория фундаментальных ядерно-физических исследований, начальник лаборатории

Ципенюк Юрий Михайлович - доктор физико-математических наук, профессор, ИФП/ Ведущий научный сотрудник

Ведущая организация: Учреждение РАН, «Институт Ядерных Исследований РАН», г. Троицк

Защита состоится «14» ноября 2014 г. в 15 часов на заседании диссертационного совета Д720.001.06 в Объединённом институте ядерных исследований по адресу: 141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6 в конференц-зале Лаборатория ядерных реакций им. Г.Н. Флерова.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ по адресу 141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6, и на сайте: <http://www.info.jinr.ru/dissertation/ThesisSvirin.pdf>.

Автореферат разослан «28» июля 2014 г.

Ученый секретарь диссертационного совета,

кандидат физико-математических наук



А. Г. ПОПЕКО

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность работы. Эмиссия нейтронов и процесс деления являются преобладающими способами распада возбужденных тяжелых ядер. С ростом энергии бомбардирующих частиц, наряду с делением исходного составного ядра A , становится энергетически возможным деление его более легких изотопов $A-x$ – остаточных ядер после испускания одного $x=1$ или нескольких нейтронов $x=2, 3, \dots$. Процесс деления ядер приобретает эмиссионный характер. В таком эмиссионном процессе традиционно рассматривается два источника нейтронов, сопровождающих деление ядер. Нейтроны, испущенные до деления ядер $A-x$, по общепринятой терминологии называют предделительными, а нейтроны эмиссии из полностью ускоренных возбужденных осколков деления ядер $A, A-1, A-2$ и т.д. – постделительными.

До порога эмиссионного деления в измеренных спектрах и средней множественности нейтронов деления отсутствует предделительная компонента. Нейтроны испускаются преимущественно из полностью ускоренных осколков деления исходного составного ядра A . Форма спектра мгновенных нейтронов деления, одинаковая под любыми углами, когда все направления разлета осколков равноправны, выглядит наиболее просто и близка к распределению Максвелла. Такой случай реализуется при делении тепловыми нейтронами и при спонтанном делении ядер.

Испускание постделительных нейтронов оказывает небольшое влияние на наблюдаемые характеристики процесса деления, которое можно учесть с помощью соответствующих поправок. К более серьезным следствиям ведет испускание предделительных нейтронов, оказывая глобальное воздействие на весь процесс деления. Оно формирует новые возможности для деления, в игру включаются новые реакции, в которых делятся ядра с меньшей массой и энергией возбуждения. Это создает серьезные трудности для изучения энергетической зависимости характеристик процесса деления.

Рост энергии бомбардирующих частиц сопровождается также увеличением вклада неравновесных механизмов реакций, ужесточающих спектр испускаемых частиц из составного ядра A . Особенно велика роль неравновесных процессов при распаде возбужденных ядер в том практически важном случае, когда такой частицей в обоих каналах реакции (входном и выходном) является нейтрон.

Поэтому вполне естественно, что именно при делении быстрыми нейтронами ядер-мишеней ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U , ^{237}Np впервые было наблюденно на фоне стандартного спектра постделительных нейтронов присутствие жесткой неравновесной компоненты, связанной с предделительными нейтронами реакций $(n, n'f)$. В диссертации показано, что, ограничиваясь

измерениями интегральных спектров нейтронов $N(E, E_n)$, но обеспечивая необходимую точность относительных измерений их формы, можно получить экспериментальную информацию, существенно обогащающую представления о предельных нейтронах.

Новый факт был установлен при совместном экспериментальном изучении отношений $R(E, E_n) = N(E, E_n) / N_{Cf}(E)$ спектров нейтронов $N(E, E_n)$, сопровождающих деление ядер ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U , ^{237}Np нейтронами с энергией $E_n = 14.7$ и 2.9 МэВ, к спектру нейтронов $N_{Cf}(E)$ спонтанного деления ^{252}Cf . Он состоит в наблюдении двух важных эффектов, которые не удавалось ранее выявить из-за недостаточной точности измерений и упрощенных моделей, применяемых при анализе результатов опыта.

В диссертации приводятся результаты всего цикла исследований. Он объединяет экспериментальные данные, полученные в едином подходе при разных энергиях первичных нейтронов для четырех ядер-мишеней ^{232}Th ($E_n = 2.9, 14.6, 14.7, 17.7$ МэВ), ^{235}U ($2.9, 14.7$ МэВ), ^{238}U ($2.9, 5, 6, 7, 13.2, 14.7, 16, 17.7$ МэВ), ^{237}Np ($2.9, 14.7$ МэВ). Первоначально нацеленные преимущественно на удовлетворение практических потребностей, эти эксперименты в дальнейшем приобрели значительный физический интерес.

Научная новизна и практическая ценность работы связана с обнаружением неизвестных или недостаточно осознанных ранее изменений формы энергетических распределений вторичных нейтронов при увеличении E_n за порог реакции $(n, n'f)$, когда процесс деления становится эмиссионным. Например, при энергии первичных нейтронов $E_n = 14.7$ МэВ эти изменения проявляются в характерном увеличении выхода нейтронов в двух областях энергии E вторичных нейтронов. В жесткой части спектра наблюдается достаточно резкий край в виде “ступеньки” при 8–МэВ, а в мягкой – подъем, приводящий к существенному избытку нейтронов при $E < 2$ МэВ по сравнению с расчетами по статистической теории в рамках модели двух источников вторичных нейтронов. Установлено, что эта модель согласуется с экспериментальной зависимостью средней множественности мгновенных нейтронов деления $\bar{p}(E_n)$ для исследуемых ядер вплоть до энергии $E_n = 8–9$ МэВ, но при более высоких энергиях $E_n > 9$ МэВ экспериментальные точки располагаются выше расчетной кривой.

Вопрос о природе указанных отступлений в первом случае был выяснен в первых наших работах. Само свойство понято как следствие неравновесной эмиссии нейтронов из

возбужденного ядра A с последующим делением остаточного ядра $A-1$ вблизи порога $(n, n'f)$ – реакции. Во втором случае включение в модельный расчет третьего источника, связанного с возможной эмиссией нейтронов из сформировавшихся осколков до их разделения (неускоренные осколки), позволило описать наблюдаемую форму энергетических распределений в области низких энергий $E < 2$ МэВ. При этом удалось достигнуть согласие расчета с данными эксперимента по $\bar{n}(E_n)$ при $E_n > 9$ МэВ.

Знание шансового строения энергетической зависимости сечения деления есть неперенное условие для проведения физически обоснованного анализа результатов эксперимента в области энергий эмиссионного деления. Анализ шансового строения энергетической зависимости сечений деления актинидных ядер интересен с практической и научной точки зрения. Практический аспект состоит в том, что спектры вторичных нейтронов, испускаемых в реакциях $(n, xn'f)$ до и после деления, различаются значительно, и, не зная, как делится полное сечение $S_f(E^*)$ на парциальные вклады $S_{fA-x}(E^*)$, нельзя корректно задать энергетическое распределение источника в цепной реакции деления. Значение предварительной эмиссии нейтронов для физики деления еще больше. Только при энергиях возбуждения $E^* = E_n + B_{nA} < E_1^* = E_{fA-1} + B_{nA}$ ($E_n < E_{fA-1} \cong 6$ МэВ) до порога эмиссионного деления наблюдаемые характеристики строго относятся к состоянию с параметрами E^* и A (E_{fA-1} и B_{nA} – соответственно высота барьера деления ядра $A-1$ и энергия связи нейтрона составного ядра A). При энергиях выше этого порога, они являются усредненными величинами по делению ядер, которые образуются в результате испускания x ($0 \leq x \leq x_{\max}$) предделительных нейтронов.

Без знания шансовой структуры сечения деления также невозможен корректный анализ энергетической зависимости свойства процесса деления. В расчетные формулы входят отношения $S_{fA-x}(E^*)/S_f(E^*)$, определяющие вклад каждого шанса в изучаемый функционал. Достигнут определенный прогресс в описании экспериментальных данных по сечению деления выше порога эмиссионного деления и теоретической оценки сечений, для которых имеется лишь скудная или противоречивая информация. В основе описания сечения деления и его шансовой структуры рассматриваемых здесь актинидных ядер ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U и ^{237}Np лежит метод, апробированный нами при анализе сечений деления $S_f(E_n)$ цепочки изотопов от ^{233}U до ^{238}U нейтронами с энергией E_n до 20 МэВ и спектров нейтронов реакций $^{238}\text{U}(n, xn'f)$ и $^{238}\text{U}(n, xn')$ для $E_n = 14 - 15$ МэВ.

Знание плотности уровней $r(U, J)$ как функции энергии возбуждения U и углового момента J ядер необходимо для многочисленных приложений статистической теории ядерных реакций, включая анализ сечения деления актинидных ядер, но, несмотря на большое значение этой характеристики, согласованное описание ее в широкой области ядер до сих пор отсутствует. Такое положение сложилось как вследствие несовершенства теоретических моделей (последовательные теоретические расчеты плотности уровней слишком сложны и громоздки для массового пользователя), так и из-за трудностей получения прямой экспериментальной информации о плотности уровней возбужденных ядер. В области, где пригодно статистическое описание $r(U, J)$, эта информация практически исчерпывается данными о наблюдаемой плотности нейтронных резонансов при энергии связи нейтрона $U = B_n$. В результате значительное распространение получили феноменологические модели, систематики, разнообразие которых весьма велико и соответствует широкому спектру потребностей. Тем не менее их классификация не вызывает трудностей: это либо эмпирические систематики, чаще всего не представляющие интереса, либо систематики, основанные на теоретических моделях, которых фактически две – модель ферми-газа (МФГ) и обобщенная сверхтекучая модель (ОСМ).

Тем не менее МФГ благодаря простоте и традициям очень распространена и по масштабам использования не идет в сравнение с ОСМ. Отчасти это оправдано: соотношения двух моделей близки при возбуждениях выше критической энергии фазового перехода из сверхтекучего состояния в нормальное (ферми-газовое), $U > U_c = 6 - 8$ МэВ. Однако практические и многие научные интересы сосредоточены преимущественно в области низких энергий ($U < U_c$), и это обязывает к ответу на вопросы: какой ценой приводится расплачиваться за упрощения МФГ и что препятствует более широкому внедрению ОСМ?

В диссертации проведено тестирование систематик плотности уровней в рамках указанных моделей, позволяющая не только ответить на поставленные вопросы, но и оценить в целом состояние феноменологического описания плотности уровней. К анализу привлекаются экспериментальные данные о плотности нейтронных резонансов, испарительных спектрах нейтронов, делимости ядер, результаты теоретических расчетов $r(U, J)$ и других характеристик ядер.

Цель настоящей работы конкретно заключалась в следующем:

– в постановке эксперимента по изучению спектров мгновенных нейтронов, сопровождающих деление актинидных ядер, и реализации методики измерения, которая позволяла бы надежно выделять компоненту предделительных нейтронов на фоне

постделительных нейтронов в интегральных спектрах эмиссионного деления, не прибегая к традиционному разделению их по угловым распределениям;

– в разработке статистического описания сечения деления и анализе его шансовой структуры для актинидных ядер, наиболее полно отвечающего теоретическим представлениям о физике процессов деления и эмиссии нейтронов при распаде возбужденных состояний;

– в тестировании моделей плотности уровней ядер $r(U, J)$ на основе теоретических оценок и анализа различной экспериментальной информации, позволяющие оценить в целом состояние феноменологического описания плотности уровней в рамках обобщенной сверхтекучей модели и модели ферми-газа;

– в теоретическом анализе полученной экспериментальной информации с целью объяснения физической природы наблюдаемых двух важных эффектов, которые не удавалось ранее выявить из-за недостаточной точности измерений и упрощенных модельных подходов, используемых при анализе результатов опыта.

На защиту выносятся следующие положения и результаты:

1. Новые экспериментальные данные систематического исследования энергетических распределений мгновенных нейтронов, сопровождающих деление ядер ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U , ^{237}Np нейтронами с энергиями $E_n < 18$ МэВ и обнаружение неизвестных или недостаточно осознанных ранее изменений формы спектров нейтронов деления при увеличении E_n за порог реакции $(n, n'f)$.

2. Результаты статистических расчетов сечения деления и его шансовой структуры ^{232}Th , цепочки урановых изотопов $^{233-238}\text{U}$, ядра ^{237}Np , основанных на расчетах одночастичных схем ядерных уровней в деформированном потенциале Вудса-Саксона, плотности уровней в ОСМ с использованием формализма Хаузера-Фешбаха и экситонной модели предравновесного распада для учета вклада неравновесных процессов.

3. Результаты тестирования моделей плотности уровней ядер, полученные на основе теоретических оценок и анализа экспериментальных данных о среднем расстоянии между нейтронными резонансами, по спектрам нейтронов (p, n) – реакций и спонтанного деления ^{252}Cf , делимости ядер в районе свинца – от ^{201}Tl до ^{213}At , данных по массовым распределениям для деления ^{201}Tl в реакции $^{197}\text{Au}(a, f)$.

4. Результаты анализа полученной экспериментальной информации, позволившие объяснить особенности в спектрах МНД при $E_n > 13$ МэВ:

а) в жесткой части энергетических распределений нейтронов при энергии $E = E_1^{\text{th}} = E_n - E_{fA-1}$ как проявление эффекта обрезания неравновесной компоненты нейтронов реакции (n, n') порогом реакции деления $(n, n'f)$;

б) избыточный выход мягких нейтронов в виде подъема в спектрах при $E < 2$ МэВ в предлагаемой модели трех источников нейтронов.

Апробация работы и публикации. Материалы, вошедшие в диссертацию, представлялись на научных семинарах ГНЦ РФ-ФЭИ, на I Международной конференции (Киев, 1987), International Conference in Nuclear Data for Science and Technology (Mito JAERI, 1988), на международной конференции “Деление ядер - 50 лет” (Ленинград, 1989), International Nuclear Data Committee in Nuclear Data for Science and Technology (Vienna, 1993), The XIV International Workshop on Nuclear Fission Physics (Obninsk, 1998). Содержание диссертации отражено в 32 научных работах в виде статей, обзоров в журналах и трудах конференций.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, 4 глав, заключения и списка литературы из 276 наименований. Общий объем диссертации – 314 страниц, включая таблицы – 21 и рисунки – 84.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обосновывается актуальность темы, формулируется цель исследования. Отмечена научная и практическая ценность работы, перечислены основные положения, выносимые на защиту.

Первая глава посвящена постановке эксперимента по изучению общих закономерностей, связанных с изменением формы энергетических распределений мгновенных нейтронов деления актинидных ядер при увеличении их энергии возбуждения за порог реакции $(n, n'f)$. Рассматриваются методические предпосылки и способ измерений, позволяющие надежно наблюдать такие изменения формы в экспериментальных спектрах МНД. Дается описание схемы эксперимента, детекторов осколков деления (камера деления) и нейтронов, электронной аппаратуры, осуществляющей сбор и предварительную обработку данных. Оценивается возможное влияние некоторых факторов на результаты измерения. Качественно обсуждаются наблюдаемые в эксперименте основные свойства и особенности формы спектров МНД, которые не удавалось ранее выявить, их средние энергии в зависимости от энергии падающих на мишень нейтронов.

Постановка эксперимента по изучению спектров мгновенных нейтронов деления опиралась на две важные методические предпосылки, которые позволили надежно выделить компоненту предделительных нейтронов на фоне постделительных нейтронов в

интегральных спектрах эмиссионного деления, не прибегая к традиционному разделению их по угловым распределениям. Они состоят в следующем.

1. Измерения проводились относительно хорошо известного спектра МНД спонтанного деления ^{252}Cf , при этом исследуемый $N(E, E_n)$ и опорный $N_{\text{Cf}}(E)$ спектры изучались одновременно. Характеристики мгновенных нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf имеют статус нейтронных стандартов и в этом качестве использовались в измерениях.

2. Измерения проводились для двух характерных областей энергий – выше и ниже порога эмиссионного деления, что дало возможность непосредственно сопоставлять спектры, состоящие из предделительных и постделительных нейтронов (ПРН+ПСН), со спектрами постделительных нейтронов (ПСН). Последние в спектре нейтронов, сопровождающих эмиссионное деление ядер, служили как бы «фоном», на котором разыгрываются исследовавшиеся эффекты, связанные с испусканием ПРН.

Экспериментальные исследования спектров мгновенных нейтронов при вынужденном делении, представленные в настоящей работе можно условно разделить на три цикла.

I. Эксперимент был выполнен на непрерывном пучке нейтронного генератора НГ-400 Радиевого института для двух характерных энергий $E_n = 14.7$ и 2.9 МэВ – выше и ниже порога эмиссионного деления для четырех ядер-мишеней ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U , ^{237}Np . Нейтроны с энергией 2.9 и 14.7 МэВ получались в реакции $\text{D}(d, n)^3\text{He}$ и $^3\text{H}(d, n)^4\text{He}$ с твердыми DTi – и TTi – мишенями.

II. Измерения были проведены в ФЭИ на спектрометре по времени пролета, созданном на базе генератора КГ–2.5, с использованием вышеуказанных в пункте I реакций для получения моноэнергетических нейтронов. Проверено воспроизведение результата при повторном измерении спектра мгновенных нейтронов эмиссионного деления ядер ^{232}Th практически при той же энергии для $E_n = 14.6$ МэВ. Получены новые экспериментальные данные по спектрам МНД для ядер-мишеней ^{232}Th при энергии первичных нейтронов 17.7 МэВ и ^{238}U при 5 МэВ (ниже) и 13.2 , 16.0 , 17.7 МэВ (выше порога реакции $(n, n'f)$). В этих экспериментах спектры нейтронов измерялись спектрометром по времени пролета в диапазоне энергий $E_{\min} - E_{\max} = 0.25 - 13$ МэВ. Он включал в себя детектор осколков деления, детектор нейтронов с защитой и аппаратуру, обеспечивающую сбор и предварительную сортировку экспериментальной информации.

III. Спектры нейтронов для ядра-мишени ^{238}U при $E_n=6$ и 7 МэВ измерены методом времени пролета на спектрометре быстрых нейтронов, созданном на базе электростатического перезарядного ускорителя ЭПП-10М в ФЭИ, в диапазоне энергий вторичных нейтронов $E=0.14 - 15$ МэВ. Источником первичных нейтронов служила газовая тритиевая мишень с использованием реакции $\text{T}(p,n)^3\text{He}$.

На рис. 1 показаны геометрия эксперимента и конструкция защиты нейтронного детектора, используемые в эксперименте I. Измерения проводились на пролетной базе 205 см и под углом 90° к пучку первичных нейтронов. Нейтроны регистрировались в совпадении с осколками деления. Измерения спектра нейтронов спонтанного деления калифорния одновременно с исследуемым нейтронным спектром позволяет исключить систематические погрешности, обусловленные дрейфом параметров канала регистрации нейтронов (нестабильность порога нейтронного детектора, дрейф “нуля” времени и т. д.).

В экспериментах I–III детектором осколков деления служила четырехсекционная многослойная ионизационная камера, каждая секция которой соединялась с отдельным временным каналом. Три секции камеры содержали исследуемый изотоп по 12 слоев в секции. Слои делящегося вещества (толщина 2 мг/см 2 , диаметр 100 мм) наносились на обе стороны подложки из алюминиевой фольги толщиной 0.05 мм. Общий вес исследуемого изотопа в каждой секции составлял 1.87 г. Четвертая “мониторная” секция содержала две односторонние мишени из исследуемого изотопа (толщина 2 мг/см 2 , диаметр 100 мм), в которые равномерно внедрялся изотоп ^{252}Cf . Использование “мониторной” секции позволяет

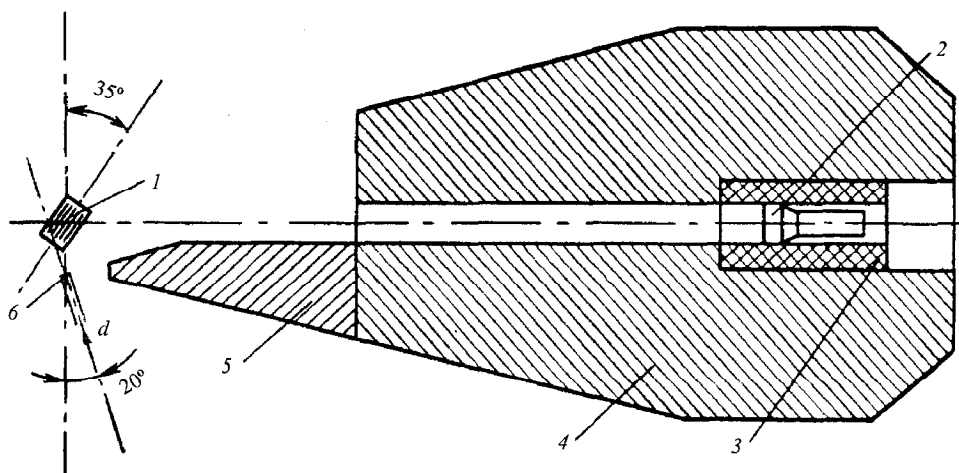


Рис. 1. Геометрия эксперимента и защита нейтронного детектора:

- 1 – ионизационная камера деления; 2 – детектор нейтронов; 3 – свинец;
- 4 – борированный парафин; 5 – железо; 6 – мишень ускорителя

избавиться от необходимости расчета поправок на рассеяние нейтронов на конструктивных элементах камеры, на деталях коллиматора, а также, что особенно важно, от расчета искажения нейтронного спектра, обусловленного не 100% эффективностью регистрации осколков деления.

В измерениях I и II детектором нейтронов являлся монокристалл стибьена соединенный коническим акриловым светопроводом с фотоумножителем ФЭУ-30. В измерениях III с использованием газовой тритиевой мишени нейтронный детектор состоял из кристалла паратерфенила и фотоумножителя ФЭУ-143 ("Крен").

В рассматриваемой постановке эксперимента наиболее последовательно реализован относительный способ измерений – эффективного средство для преодоления различных трудностей, возникающих при решении поставленной задачи (подавления нестабильности, связанной с долговременными измерениями спектров, определения эффективности регистрации вторичных нейтронов и др.). С указанной целью измерения проводились в возможно более близких условиях одновременно для вынужденного деления исследуемого нуклида и хорошо изученного спонтанного деления ^{252}Cf . Измеренные отношения $R(E, E_n)$ спектр $N_{\text{Cf}}(E)$, принятый в качестве стандарта, определяют спектры мгновенных нейтронов деления исследуемых ядер

$$N(E, E_n) = R(E, E_n) N_{\text{Cf}}(E). \quad (1)$$

"Семейство" экспериментальных распределений $R(E, E_n)$ для четырех ядер, делящихся при двух энергиях $E_n = 2.9$ и 14.7 МэВ (ниже и выше порога эмиссионного деления), показано на рис. 2.

1. Наблюдаемые $R(E, E_n)$ и аппроксимирующие распределения

$$R(E, T) = \frac{N_M(E, T)}{N_M(E, T_{\text{Cf}})} = (T_{\text{Cf}}/T)^{3/2} \exp\left[-\frac{T_{\text{Cf}} - T}{T_{\text{Cf}} T} E\right] \quad (2)$$

при $E_n = 2.9$ МэВ ведут себя с изменением E близко к линейным зависимостям, что тем точнее, чем меньше разность температур $T_{\text{Cf}} - T$, которой определяется и тангенс угла наклона штриховых линий к оси абсцисс на рис. 2. Этот угол уменьшается с ростом делимости по мере увеличения параметра T и сближения значений T и T_{Cf} . Средние энергии вторичных нейтронов $\bar{E}_{\text{эксп}}$ и температуры T , найденные согласно $T = 2\bar{E}_{\text{эксп}}/3$, приведены в табл. 1 (для стандарта $\bar{E}_{\text{Cf}} = 2.13$ МэВ, $T = 1.42$ МэВ) вместе с параметрами, характеризующими вероятность деления составных ядер: Z^2/A и делимостью P_f – отношение сечения доэмиссионного деления (n, f) к сечению образования составного ядра.

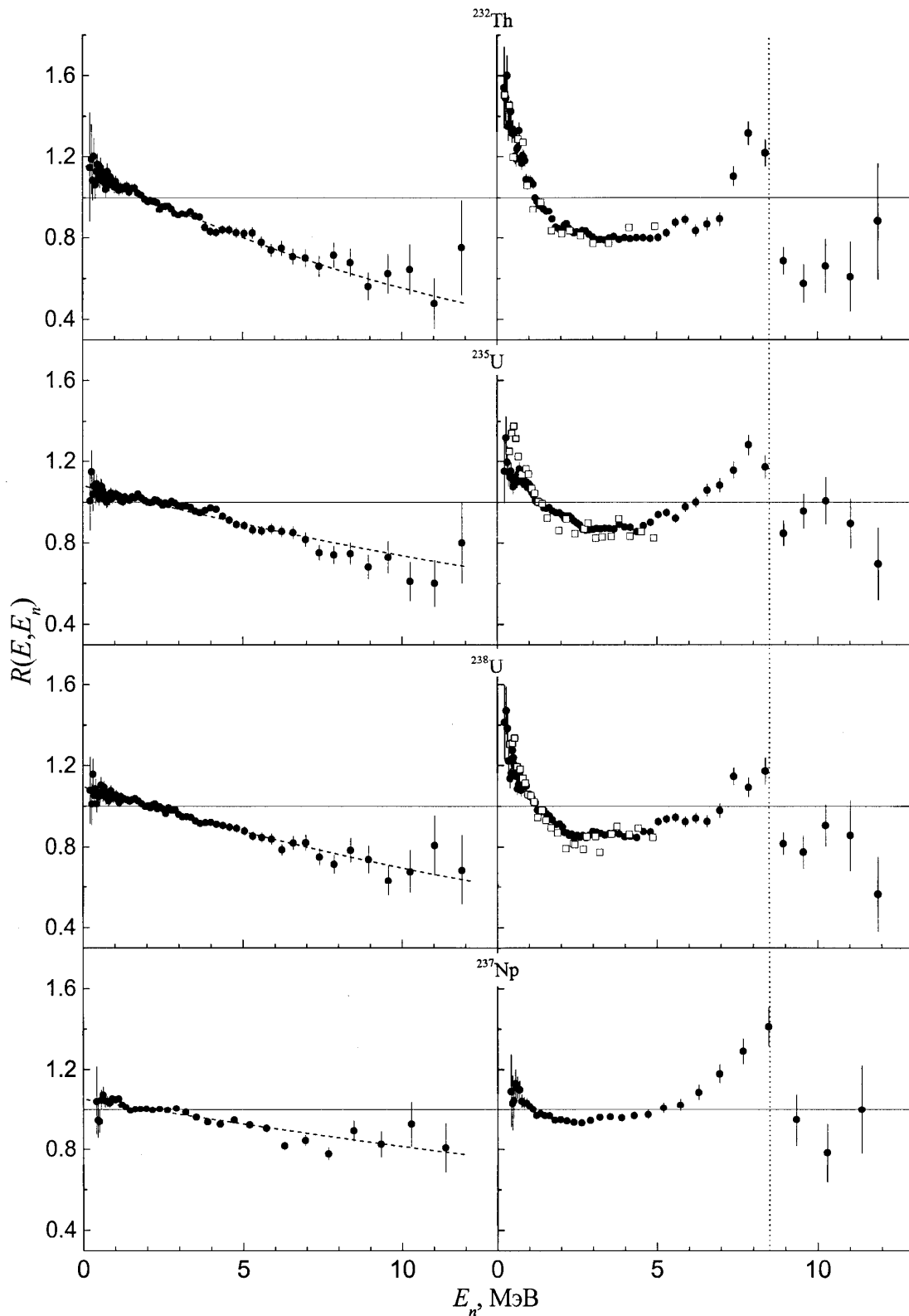


Рис. 2. Отношения энергетических распределений нейтронов деления $R(E, E_n)$ для совокупности ядер-мишеней ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U , ^{237}Np . Слева $E_n = 2.9$ МэВ, штриховые линии – отношения $R(E, T)$ максвелловских распределений. Справа $E_n = 14.7$ МэВ (темные точки) и 14.3 МэВ [1, 2] (светлые квадраты)

Левая часть рис. 2 демонстрирует высокое качество описания экспериментальных отношений $R(E, E_n)$ для $E_n = 2.9$ МэВ отношением максвеллианов (2). Это означает, что функция формы, учитывающая отклонения самих спектров от распределения Максвелла одна и та же для спонтанного деления ^{252}Cf и вынужденного деления актинидных ядер.

2. При переходе к $E_n = 14.7$ МэВ распределения $R(E, E_n)$ заметно усложняются двумя эффектами: появлением максимума при $E \cong 8.5$ МэВ и подъемом при $E < 2$ МэВ со скоростью, которая значительно больше производной $|dR/dE|$, характеризующей наклон штриховых кривых в предыдущем случае ($E_n = 2.9$ МэВ).

Таблица 1. Некоторые параметры исследованных ядер и процесса их деления

Исходное составное ядро	Его параметр Z^2 / A	Делимость P_f	$\bar{E}_{\text{эксп}}$, МэВ	T , МэВ
^{233}Th	34.7	0.045	1.928±0.027	1.285 ±0.018
^{239}U	35.4	0.175	1.998±0.024	1.332 ±0.016
^{236}U	35.9	0.400	2.016±0.023	1.344 ±0.015
^{238}Np	36.4	0.515	2.054±0.023	1.369 ±0.015

Отмеченные эффекты возникают при переходе через порог эмиссионного деления, поэтому их естественно связывать с включением реакций $(n, n'f)$, $(n, 2n'f)$ и с испусканием в них предделительных нейтронов. Только корректный количественный анализ распределений $R(E, E_n)$ при $E_n = 14.7$ МэВ в рамках традиционной модели двух источников вторичных нейтронов позволил выявить несоответствие модельного описания и данных эксперимента в области низких энергий $E < 2$ МэВ.

На рис. 3 приводится совокупность экспериментальных отношений $R(E, E_n)$ для ядра ^{238}U , измеренных на спектрометрах ФЭИ (см. выше пункты II, III) при $E_n = 5, 6, 7, 13.2, 16$ и 17.7 МэВ. С учетом результатов эксперимента, представленных на рис. 2 для $E_n = 2.9$ и 14.7 МэВ, мы можем наблюдать качественную картину изменения формы распределений $R(E, E_n)$ с ростом энергии возбуждения $E^* = E_n + B_{nA}$ составного ядра $A = ^{239}\text{U}$. Обращает на себя внимание появление в распределениях $R(E, E_n)$ для $E_n = 6$ и 7 МэВ вклада предделительных нейтронов в виде максимумов в низкоэнергетической части спектров. Это контрастирует с почти линейной зависимостью $R(E, E_n)$ для $E_n = 2.9$ МэВ (рис.2) и 5 МэВ в той же области энергий вторичных нейтронов. Причем амплитуда максимума

возрастает при переходе к энергии $E_n=7$ МэВ. При более высоких энергиях вторичных нейтронов $E \geq 1$ МэВ для $E_n=6$ МэВ и $E \geq 2$ МэВ для 7 МэВ, распределения имеют идентичную форму, характерную для постделительных нейтронов при $E_n=2.9$ и 5 МэВ.

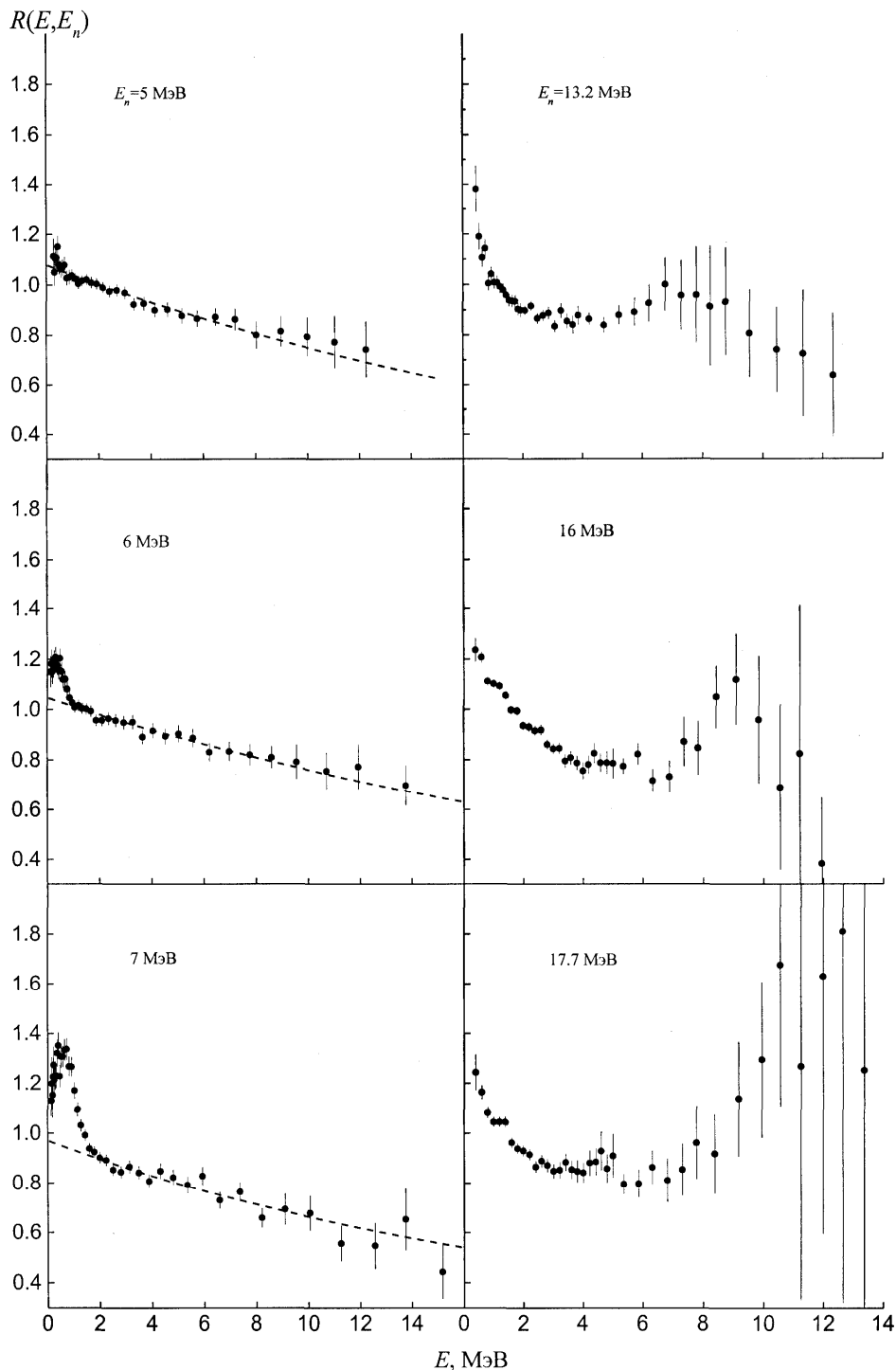


Рис. 3. Экспериментальные отношения $R(E, E_n)$ исследованных спектров нейтронов деления $^{238}\text{U} + n$ к спектру нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf для значений энергии первичных нейтронов: $E_n=5, 6, 7, 13.2, 16$ и 17.7 МэВ. Штриховые линии – аппроксимация соотношением (2)

На рис. 3 видно, что форма распределений $R(E, E_n)$ для эмиссионного деления ядер ^{238}U нейтронами с энергиями $E_n = 13.2, 16, 17.7$ МэВ имеет те же особенности, которые обсуждались выше при рассмотрении $R(E, E_n)$ для ядер ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U , ^{237}Np с $E_n = 14.7$ МэВ (рис. 2) и ^{232}Th при $E_n = 14.6, 17.7$ МэВ.

Средние энергии, определенные согласно

$$\bar{E}(E_n) = \int_0^{\infty} EN(E, E_n) dE \quad \left(\int_0^{\infty} N(E, E_n) dE = 1 \right) \quad (3)$$

для $E_n = 6, 7, 13.2, 16, 17.7$ МэВ, даны в табл. 2. Обращают на себя внимание низкие значения $\bar{E}_{\text{эксп}}$ для эмиссионного деления ядер, даже несколько меньше величин средней энергии МНД для $E_n = 2.9$ и 5 МэВ. Появление второго источника – предделительных нейтронов требует отказа от традиционных, но упрощенных эмпирических подходов к описанию спектров нейтронов при эмиссионном делении в пользу более сложного анализа. В связи с этим, необходимо ответить на вопрос как традиционная модель двух источников МНД согласуется с результатами опыта?

Таблица 2. Средние значения энергии мгновенных нейтронов деления ядер ^{238}U

E_n , МэВ	2.9	5	6	7	13.2	14.7	16	17.7
$\bar{E}_{\text{эксп}}$, МэВ	2.0 ± 0.03	2.02 ± 0.03	1.99 ± 0.03	1.87 ± 0.03	1.97 ± 0.04	1.96 ± 0.03	1.90 ± 0.04	1.96 ± 0.04

Обсудим показанные на рис. 2 (справа) экспериментальные энергетические зависимости отношений $R(E, E_n)$ для энергии бомбардирующих нейтронов $E_n = 14.7$ МэВ. Своими специфическими особенностями, которые были отмечены выше, они составляют контраст простым, почти линейным зависимостям $R(E, E_n)$ для $E_n = 2.9$ МэВ. Одна из этих особенностей состоит в существовании максимумов отношений спектров $R(E, E_n)$ и соответственно ступеньки в самих спектрах $N(E, E_n)$, примерном совпадении их положений вблизи точечной вертикальной линии $E = 8.5$ МэВ. Пороговая энергия испускаемых предделительных нейтронов E_1^{th} соответствует пределу, выше которого процесс деления остаточных ядер $A-1$ невозможен, если игнорировать туннельную проницаемость барьера. Очевидно, что при $E = E_1^{\text{th}}$ энергия возбуждения остаточного ядра $A-1$ $U = E^* - B_{nA} - E_1^{\text{th}}$ равна высоте его барьера деления E_{fA-1} , из чего, если учесть равенство $E^* = E_n + B_{nA}$, следует

$$E_1^{\text{th}} = E_n - E_{f_{A-1}}. \quad (4)$$

Известна слабая зависимость высоты барьера деления $E_f \cong 6$ МэВ от нуклонного состава ядер в области актинидов. Ею и определяются обсуждаемые свойства наблюдаемых спектров нейтронов

$$N(E, E_n) = N_{\text{pre}}(E, E_n) + N_{\text{post}}(E, E_n), \quad (5)$$

а именно величина и стабильность граничной энергии E_1^{th} первого слагаемого (5) – спектра предделительных нейтронов $N_{\text{pre}}(E, E_n)$. Для $E_n = 14.7$ МэВ и $E_f = 6$ МэВ получим из (4) $E_1^{\text{th}} = 8.7$ МэВ. Однако нейтронов с такой энергией в спектре $N_{\text{pre}}(E, E_n)$, если бы он был чисто испарительным, было бы ничтожно мало. Из-за этого и из-за экспоненциального падения постделительной части $N_{\text{post}}(E, E_n)$ в (5) с ростом энергии E обсуждаемый эффект был бы ненаблюдаем, если бы не примесь неравновесного механизма. Для него характерен гораздо более жесткий спектр испускаемых нейтронов из составного ядра A . В этой области энергий $N_{\text{pre}}(E, E_n)$, как показано в диссертации, воспроизводится количественно в рамках теории Хазера-Фешбаха с экситонной моделью для описания неравновесного механизма распада возбуждаемых ядер.

Как зависит интенсивность обсуждаемого эффекта (высота максимума) при $E \cong E_1^{\text{th}}$ от нуклонного состава ядра? Ответ на этот вопрос из рис. 2 получить нелегко в силу ряда причин: нет отчетливой корреляции между указанными характеристиками, быстро падает статистическая точность на высокоэнергетическом «хвосте» спектра. С последней точки зрения более благоприятна область низких энергий $E < 2$ МэВ, в которой проявляется другая особенность спектров нейтронов эмиссионного деления – наличие компоненты аномально мягких нейтронов в виде избытка в наблюдаем распределении $N(E, E_n)$ в сравнении с расчетным спектром МНД при указанных E ($E_n = 14.7$ МэВ). Данные на рис. 2 и в табл. 1 позволяют заключить, что существует вполне отчетливая тенденция уменьшения относительного выхода аномально мягкой компоненты спектра нейтронов деления с увеличением делимости ядра.

Вторая глава посвящена разработке описания сечения деления изотопов урана, тория и нептуния. Знание шансового строения энергетической зависимости сечения деления актинидных ядер важно для корректного описания спектров и выходов МНД в области энергий возбуждения $E^* > E_1^*$ выше порога эмиссионного деления. Соотношения, задающие энергетическую зависимость выходов постделительных, предделительных нейтронов и

нейтронов эмиссии из неускоренных осколков, содержат весовые отношения S_{fA-x}/S_f , которые определяют вклад каждого шанса в эмиссионном процессе деления. Анализ экспериментальной информации о спектрах и выходах МНД, представленный в четвертой главе, выполнен на основе расчетно-теоретического описания экспериментальных сечений деления актинидных ядер нейтронами с оценкой парциальных вкладов каждого шанса $S_{fA-x}(E_n)$ в полное сечение

$$S_f(E_n) = \sum_{x=0}^{x_{\max}(E_n)} S_{fA-x}(E_n). \quad (6)$$

Числу нейтронов $x=0$ соответствует первый шанс деления, $x = x_{\max}$ соответствует шанс $x_{\max} + 1$; $x_{\max}(E_n)$ – максимальное число предделительных нейтронов, которое возможно для данной энергии E_n .

Расчеты сечений деления в статистическом подходе проводились по программе STAPRE, в которой реализован формализм Хаузера – Фешбаха, учитывающий законы сохранения момента и четности при всех способах распада ядер (деление, эмиссия нейтронов и g -квантов). Причем предполагалось, что неравновесный механизм распада "работает" лишь на первой ступени эмиссионного каскада, а на всех остальных является чисто испарительным.

При статистическом описании сечений деления в предыдущих работах использовано практически все разнообразие представлений о плотности внутренних возбуждений $r_{\text{вн}}(U, J)$: модели постоянной температуры и ферми-газа, сверхтекучая модель, комбинаторные расчеты, гибридные подходы, объединяющие в одном описании разные модели. Это один из основных источников расхождений результатов расчетов и шансового анализа $S_f(E_n)$.

В наших работах мы попытались избавиться от эмпиризма в статистическом описании $r_{\text{вн}}(U, J)$. С этой целью создан и использован комплекс программ, обеспечивающих расчеты одночастичного спектра для деформированного потенциала Вудса-Саксона, а на его основе – потенциальной энергии деформации по методу оболочечной поправки Струтинского [3, 4] и плотности внутренних возбуждений по сверхтекучей модели. При этом в параметризации формы ядра и выборе параметров теории (параметров среднего поля, модели жидкой капли, констант парного взаимодействия и др.) мы следовали работам Пашкевича [5, 6]. В расчетах $r_{\text{вн}}(U, J)$ использовалось приближение малых угловых моментов. Выражение ОСМ

$$r(U, J) = r_{\text{вн}}(U, J) K_{\text{рот}}(U) K_{\text{виб}}(U), \quad (7)$$

которое учитывает вклады вибрационного $K_{\text{виб}}(U)$ и ротационного $K_{\text{рот}}(U)$ увеличения для различных форм симметрии ядра, использовалось для описания плотности уровней ядер с равновесной деформацией и плотности переходных состояний на вершинах внутреннего и внешнего горбов деления.

На рис. 4 различные варианты расчета сравниваются с экспериментальными данными о плотности уровней ядра ^{238}U в равновесном состоянии. Результаты расчета и измерений представлены в виде полной (проинтегрированной по J) плотности уровней

$$r_{\text{полн}}(U) = \int_0^{\infty} r(U, J) dJ. \quad (8)$$

Гистограмма получена подсчетом числа известных дискретных уровней E_ν без ограничений по спину и четности, значение $r_{\text{полн}}(B_n)$ вычислено из данных о среднем расстоянии между нейтронными резонансами. Кривые на рис. 4 соответствуют разным значениям коэффициента коллективного увеличения $K_{\text{кол}} = r(U, J) / r_{\text{вн}}(U, J)$: 1 – $K_{\text{кол}} = 1$, 2 – $K_{\text{кол}} = K_{\text{рот}} = S_{\perp}^2$, 3 – $K_{\text{кол}} = S_{\perp}^2 K_{\text{виб}}$, 4 – кривой 3, дополнительно умноженной на константу \tilde{c} . В среднем она составляет 2.5 для четно-четных ядер урана ($A = 234, 236, 238$), 1.5 для нечетных (233, 235, 237, 239) и 1 для нечетно-нечетного ядра нептуния (239).

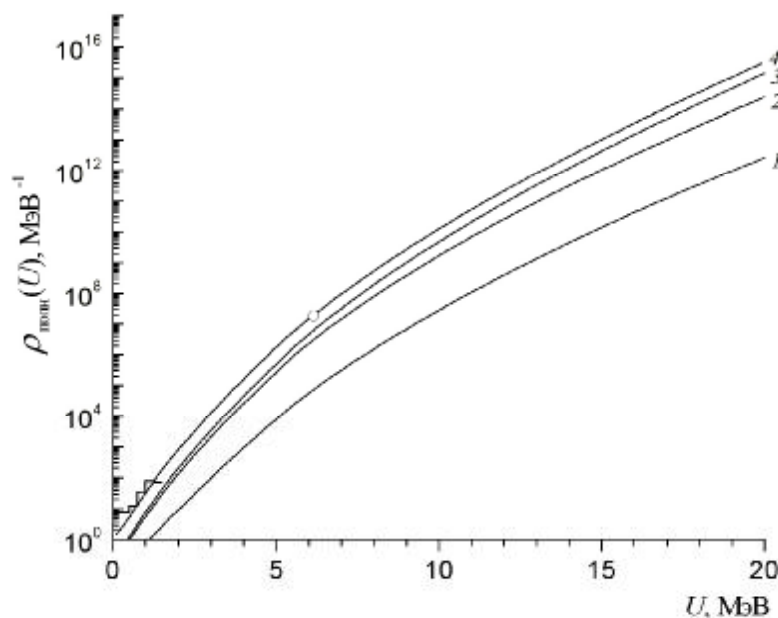


Рис. 4. Полная плотность уровней $r_{\text{полн}}(U)$ ядра ^{238}U при равновесной деформации.

Гистограмма – плотность низколежащих дискретных уровней; о – $r_{\text{полн}}(B_n)$.

Сплошные кривые: 1 – $K_{\text{кол}} = 1$, 2 – $K_{\text{кол}} = K_{\text{рот}} = S_{\perp}^2$, 3 – $K_{\text{кол}} = S_{\perp}^2 K_{\text{виб}}$, 4 – кривая 3, дополнительно умноженная на константу \tilde{c}

Расчеты плотности уровней для других актинидных ядер: ^{230}Th , ^{232}Th , ^{240}Pu (четно-четных), $^{231,233}\text{Th}$, $^{239,241,243}\text{Pu}$ (нечетных) и $^{232,234}\text{Pa}$, $^{242,244}\text{Am}$ (нечетно-нечетных) дают в среднем такие же значения коэффициента \tilde{c} для ядер соответствующей четности. Таким образом, микроскопические расчеты с феноменологическим учетом коллективного увеличения плотности уровней для нечетно-нечетных ядер согласуются с резонансной точкой, а для ядер другой четности такое согласие с $r_{\text{полн}}(B_n)$ требует дополнительное умножение на $\tilde{c} > 1$. Происхождение несоответствия между экспериментальной и теоретически рассчитанной плотностью уровней, устраняемого с помощью нормирующего множителя \tilde{c} , обсуждается также в работах других авторов [7, 8]. Причину его появления можно связывать с недостаточной точностью расчета любого из сомножителей (7).

В диссертации результаты расчетов сечений реакций $(n, xn'f)$ и $(n, 2n')$, а также спектров нейтронов в (n, xn') – процессах для ядра-мишени ^{238}U сравниваются с экспериментальными данными. В расчете $S_f(E_n)$, конкретно при поиске E_{fi} , мы ориентировались на систематики и другую информацию о барьерах, которые используют наиболее полную совокупность данных о мгновенном и задержанном делении.

Некоторые замечания относительно величин барьеров деления, которые получены в диссертации, на основе теоретического подхода. В расчетах энергии деформации $V(\mathbf{a}) = V(\mathbf{a}, \mathbf{a}_1, \mathbf{a}_4)$, проводившихся по методу Струтинского [3, 4] (метод оболочечной поправки). При этом использовалась параметризация формы ядра с помощью оваловидов Кассини (как и в работах Пашкевича [5, 6]), в которой учитывались три типа параметров деформации: \mathbf{a} – основной (квадрупольной) деформации, характеризующей удлинение ядра, \mathbf{a}_1 – октупольной (масс-асимметричной), \mathbf{a}_4 – гексадекапольной. Параметры, соответствующие долине деления, т.е. $\min V(\mathbf{a}, \mathbf{a}_1, \mathbf{a}_4)$ при фиксированных значениях \mathbf{a} , будем обозначать $\hat{\mathbf{a}}_1$ и $\hat{\mathbf{a}}_4$. На рис. 5 представлен барьер деления, т.е. $V(\mathbf{a}, \hat{\mathbf{a}}_1, \hat{\mathbf{a}}_4) = V(\mathbf{a})$, для ядра ^{239}U . На рисунке показана зависимость потенциальной энергии $V(\mathbf{a})$ от основной делительной (квадрупольной) деформации \mathbf{a} , характеризующей удлинение ядра. При этом параметры октупольной ($\mathbf{a}_1 = \hat{\mathbf{a}}_1$) и гексадекапольной ($\mathbf{a}_4 = \hat{\mathbf{a}}_4$) деформаций соответствуют дну долины деления.

На рис. 5 для ядра ^{239}U кроме кривой барьера $V(\mathbf{a})$ и ее составляющей $dW(\mathbf{a})$ (оболочечной поправки) приведены значения корреляционных функций для протонной

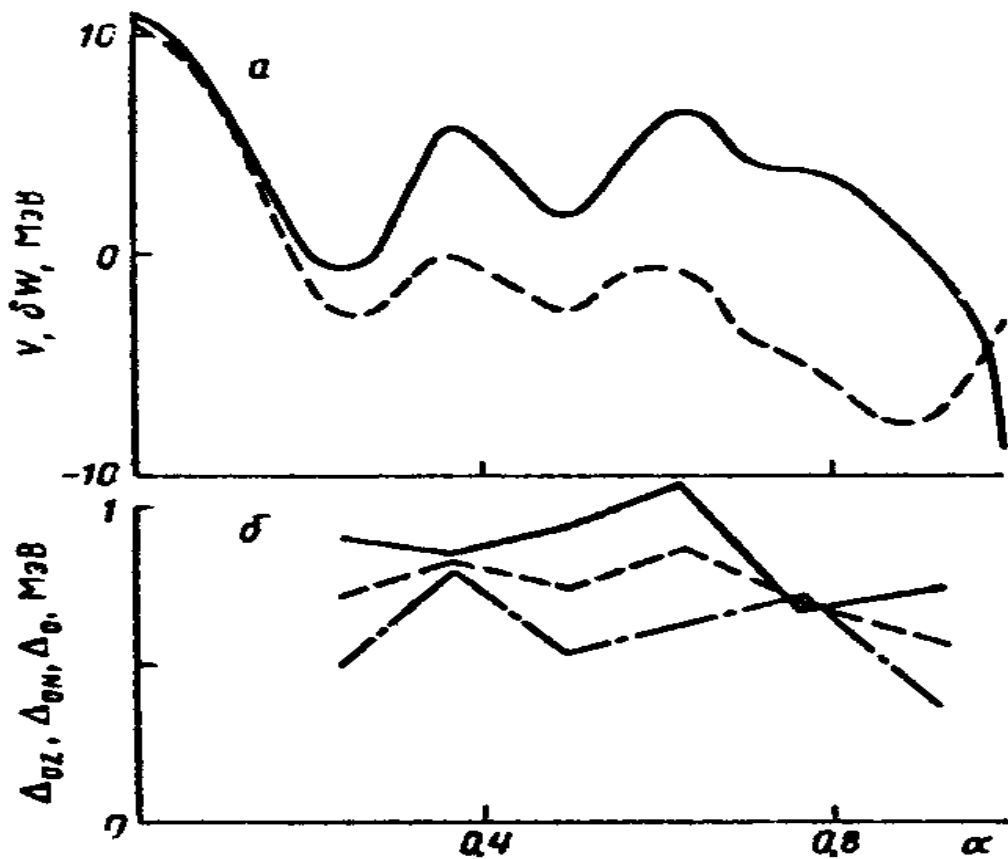


Рис. 5. *a* – барьер деления $V(a)$ ядра ^{239}U (сплошная кривая) и его оболочечная составляющая $dW(a)$ (штриховая), *б* – корреляционные функции для протонной Δ_{0Z} (сплошная кривая) и нейтронной Δ_{0N} (штрихпунктирная) компонент, (штриховая) – эффективные значения однокомпонентной системы (9). Везде $a_1 = \hat{a}_1$ и $a_4 = \hat{a}_4$

(Δ_{0Z}) и нейтронной (Δ_{0N}) компонент, вычисленные для отдельных a ($a_1 = \hat{a}_1, a_4 = \hat{a}_4$) и соединенные отрезками ломаной линии. Там же показаны корреляционные функции эквивалентной однокомпонентной модели

$$\Delta_0 = [(\Delta_{0N}^2 + \Delta_{0Z}^2 (Z/N)^{1/3}) / (1 + (Z/N)^{1/3})]^{1/2}, \quad (9)$$

Разумеется, значения E_{fi} , которые следуют из проведенных в диссертации и других аналогичных расчетов энергии деформации, бессмысленно пытаться использовать в описании сечений деления. Погрешность расчетов по методу оболочечной поправки 0.5–1.0 МэВ. Такой вариации, например, E_{fB} в реакции $^{238}\text{U}(n, f)$ соответствует изменение S_f в области первого плато в 2–4 раза. В расчетах $S_f(E_n)$ эти величины должны остаться в качестве свободных параметров.

На рис. 6 представлена зависимость $S_f(E_n, A)$ для изотопов урана в области $E_n < 20$ МэВ и $A = 233 \div 239$. Точками показаны экспериментальные значения.

Сплошные кривые описывают результаты расчета полных сечений деления $S_f(E_n)$, штриховые – экстраполяция их составляющих: $S_{fA}(E_n)$, $S_{fA}(E_n)+S_{fA-1}(E_n)$ и т.п.

В табл. 3 для изотопов урана приведены значения высот горбов барьеров деления $E_{fi} = E_{fi}^{\text{теор}}$, которые следуют из наших теоретических расчетов $V(a)$ по методу

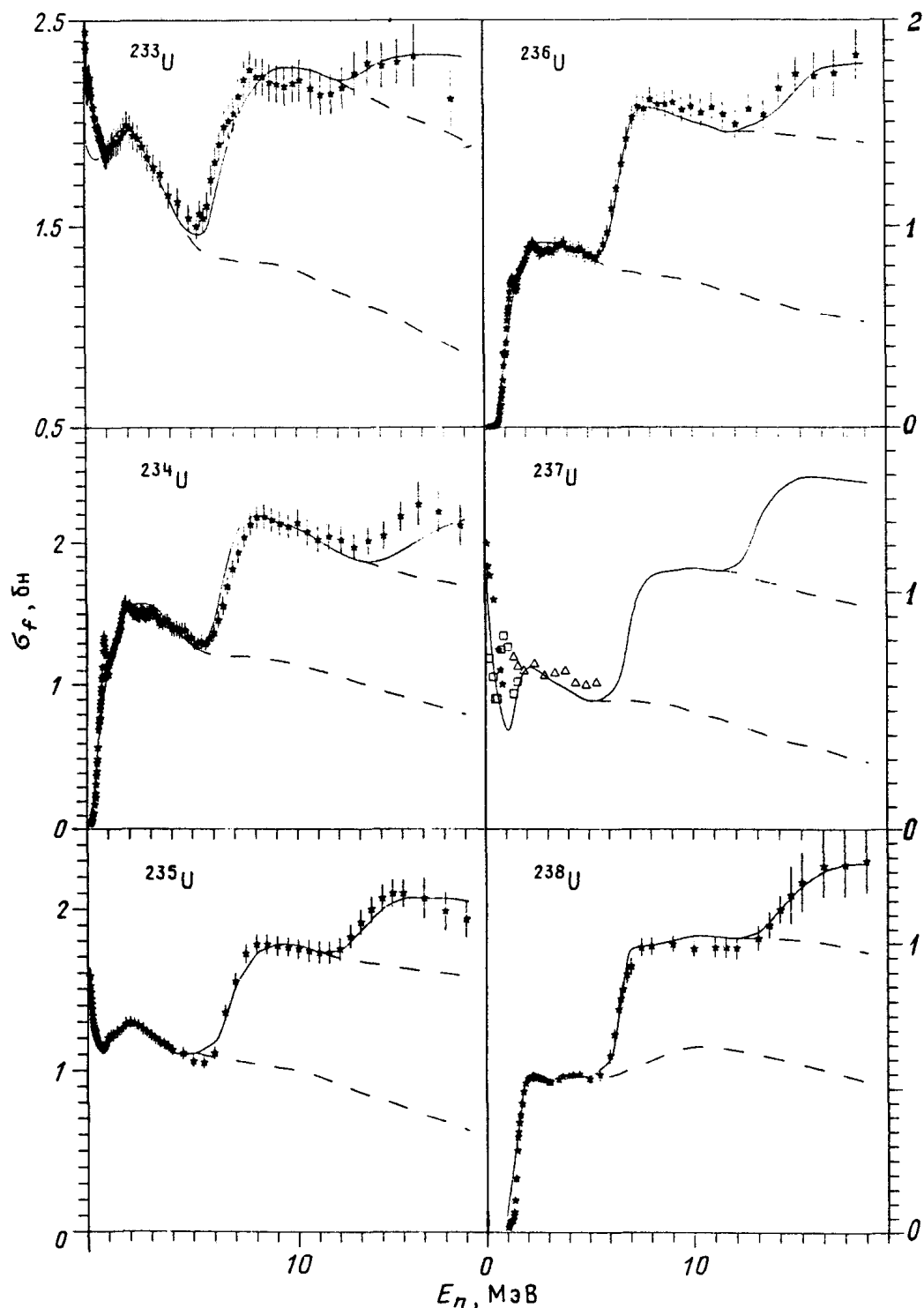


Рис. 6. Зависимость $S_f(E_n, A)$ изотопов U. Точки – экспериментальные значения, кривые – расчет

оболочечной поправки и величины E_{fi} , полученные из анализа экспериментальных данных по сечению деления для тех же ядер (рис. 6).

Таблица 3. Высота горбов барьеров деления E_{fi} , МэВ

A	Результаты теории $E_{fi}^{\text{теор}*}$		Результаты анализа $E_{fi}^{\text{анал}}$	
	E_{fA}	E_{fB}	E_{fA}	E_{fB}
233	3.7	5.7	5.7	5.9
234	4.0	5.7	5.6	5.7
235	4.5	5.9	5.7	5.8
236	4.6	5.9	5.6	5.9
237	5.1	6.2	5.7	5.9
238	5.2	6.3	6.1	6.1
239	5.6	6.6	6.0	6.1

* $E_{fi}^{\text{теор}} = V(a_i) - V(a_g) - \mathbf{h}w_g/2$, $\mathbf{h}w_g/2 = 0.5$ МэВ – энергия нулевых колебаний, g – индекс равновесного состояния ядер.

Результаты расчета и анализа наблюдаемых сечений деления для высот горбов барьера $E_{fi}^{\text{анал}}$, неплохо согласуются между собой, особенно для внешнего горба \hat{B} (табл. 3). В этой связи отметим, что для принятых нами предположений о симметрии горбов расчетная величина сечения деления в середине первого плато втрое менее чувствительна к изменению E_{fA} , чем к E_{fB} при $d_{AB} = E_{fA} - E_{fB} = -0.1$ МэВ, и более чем на порядок в случае $d_{AB} = -0.3$ МэВ. Поэтому результаты анализа для внутреннего горба значительно менее надежны, чем для внешнего. Как и в других аналогичных работах, в диссертации оцениваемая погрешность $E_{fB} = \pm 0.2$ МэВ.

Как и для изотопов урана, расчет сечений деления ^{237}Np и ^{232}Th проводился по программе STAPRE (статистический подход Хаузера – Фешбаха) в рамках модели двугорбого барьера. Основными параметрами в этих расчетах были высоты горбов \hat{A} и \hat{B} .

Сложность анализа $S_f(E_n)$ и определения его шансового строения ядра-мишени ^{237}Np состоит в том, что нет экспериментальных данных по сечениям деления соседних с ним изотопов ^{236}Np , ^{235}Np в отличие от изотопов урана и плутония. Это не позволяет провести тестирование барьеров деления изотопов нептуния на основе самосогласованного описания их сечений деления. Как видно на рис. 7, где представлена выборка экспериментальных

данных по сечению деления ^{237}Np из библиотеки EXFOR, в области второго шанса сечения деления наблюдается значительный разброс экспериментальных значений. Кроме того, практически нет проявления третьего шанса, свидетельствуя как бы об “угасании” шансовой структуры $S_f(E_n)$ при высоких энергиях E_n . При описании сечения деления и разложение его на отдельные шансы мы ориентировались на систематику о барьерах деления Бьерхольма и Линна [12], которая использует наиболее полную совокупность данных о мгновенном и задержанном делении. В таком описании нет свободных параметров.

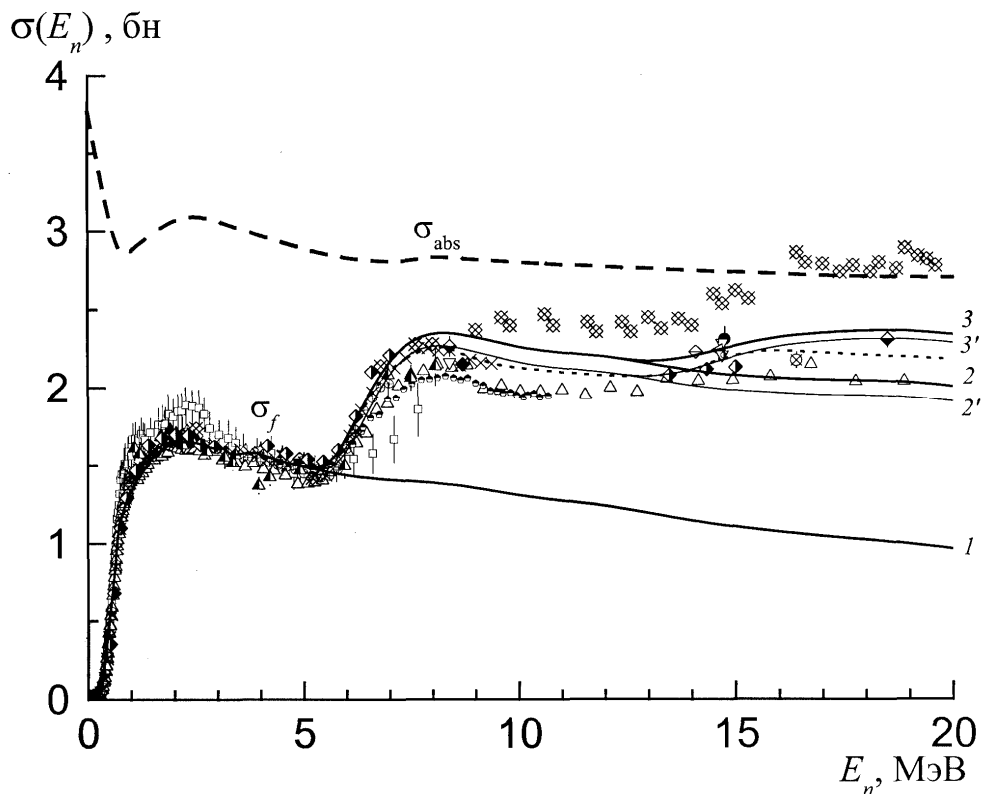


Рис.7. Сечение поглощения нейтрона для ядра-мишени ^{237}Np (штриховая кривая) и сечение деления ^{237}Np . Точки – выборка экспериментальных значений; кривые: $1 - S_{f238}$, 2 и $2' - S_{f238} + S_{f237}$, 3 и $3' - S_{f238} + S_{f237} + S_{f236}$ (расчет $1, 2, 3$ и $1, 2', 3'$ отличаются значением барьера деления ^{237}Np во втором шансе); точечная кривая – оценка библиотеки ENDF/B-VI

Только улучшение ситуации с экспериментальной информацией о сечении деления на рис. 7 позволит провести тестирование используемых барьеров деления. Сплошными кривыми $1 - S_{f238}(E_n)$, $2(2') - S_{f238}(E_n) + S_{f237}(E_n)$, $3(3') - S_{f238}(E_n) + S_{f237}(E_n) + S_{f236}(E_n)$ показаны результаты описания шансовой структуры сечения деления ^{237}Np . Параметры горбов \hat{A} и \hat{B} даны в табл. 4.

Таблица 4. Высота горбов барьеров деления E_{fi} ($i = A, B$)

Ядро	^{238}Np	^{237}Np	^{236}Np
E_{fA} , МэВ	6.1	5.7	5.8
E_{fB} , МэВ	6.0	5.4 (5.6)	5.6

Расчетные кривые $2'$ и $3'$ соответствуют замене параметра $E_{fB} = 5.4$ МэВ для ^{237}Np (второй шанс деления), на значение 5.6 МэВ, приведенное в скобках. Это изменение в пределах погрешности ± 0.2 МэВ определения барьеров деления изотопов нептуния в систематике Бьерхольма и Линна. В области второго шанса и начале третьего кривая $3'$ проходит близко к оценке сечения $S_f(E_n)$ в библиотеке ENDF/B-VI (точечная кривая). Различия между двумя вариантами расчета ($2, 3$ и $2', 3'$) при существующем положении с экспериментальными данными не столь существенны, чтобы говорить в пользу того или другого варианта расчета. Штриховой кривой на рис. 7 показано сечение поглощения нейтрона $S_{\text{abs}}(E_n)$ входного канала реакции.

На рис. 8 наши результаты расчета сечений реакций $(n, xn'f)$ и $(n, 2n')$ для ядра-мишени ^{232}Th сравниваются с экспериментальными данными, взятыми из библиотеки EXFOR.

Согласованное описание в едином подходе сечения деления и сечения реакции $(n, 2n')$, конкурирующей с процессом деления, свидетельствует о том, что параметры модельного описания в пределах погрешностей экспериментальных данных выбраны правильно и поведение первого шанса по крайней мере до 20 МэВ соответствует действительности.

На основании полученного описания сечения деления и его шансовой структуры в четвертой главе представлен анализ спектров МНД и получена зависимость средней энергии и средней множественности нейтронов, сопровождающих деление ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U , ^{237}Np .

В диссертации на примере реакции $^{238}\text{U}(n, xn'f)$ было показано, что анализ экспериментальных сечений деления актинидных ядер, измеренных в широком диапазоне энергий бомбардирующих нейтронов (до $E_n \sim 50\text{--}100$ МэВ), может также служить источником информации о величине коэффициента вязкости ядерной материи. Следует учесть, что использование диффузионной модели при описании делимости представляет некоторые трудности, связанные с практически полным отсутствием теоретических и экспериментальных сведений о температурной зависимости коэффициента вязкости. В

области низких температур, соответствующей $E_n < 20$ МэВ, можно предположить, что этот коэффициент близок к нулю, так как здесь статистическая модель дает вполне приемлемое описание экспериментальных данных. В области высоких температур, соответствующей

$E_n > 20$ МэВ, считается, что коэффициент трения больше нуля и практически не зависит от энергии возбуждения. В переходной области, между двумя значениями (ноль и константа) коэффициента вязкости, энергетическая зависимость коэффициента трения моделировалась с помощью функции затухания динамических эффектов при низких энергиях. Функция имеет вид сглаживающей ступеньки и обеспечивает непрерывность расчетных характеристик во всем исследуемом диапазоне энергий E_n при переходе со статистической ветви расчета на диффузионную.

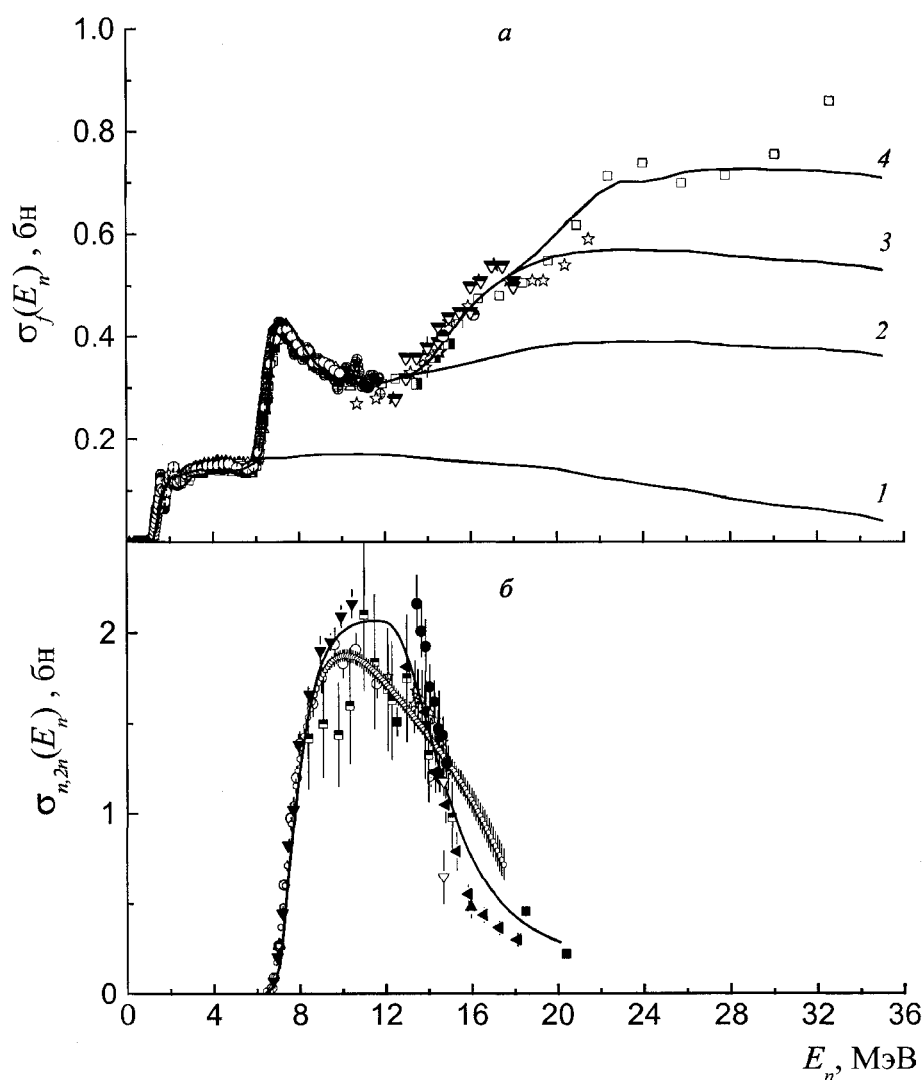


Рис. 8. *a* – результаты теоретического описания сечения деления нейтронами ядра-мишени ^{232}Th (кривые: *1* – S_{f233} , *2* – $S_{f233} + S_{f232}$, *3* – $S_{f233} + S_{f232} + S_{f231}$, *4* – $S_{f233} + S_{f232} + S_{f231} + S_{f230}$); *б* – результаты расчета сечения реакции $^{232}\text{Th}(n, 2n')$ (сплошная кривая). Точки – выборки экспериментальных данных для $S_f(E_n)$ и $S_{n,2n'}(E_n)$ из библиотеки EXFOR

На рис. 9а представлены результаты анализа сечения деления ^{238}U и его шансовой структуры для двух вариантов расчета: 1) статистическое описание (штриховая кривая) с адиабатической оценкой коэффициента ротационного увеличения плотности уровней; 2) расчет в рамках диффузионной модели с учетом затухания асимметричной моды для $K_{\text{рот}}(U)$ в седловой точке. Удовлетворительное описание (сплошная кривая) экспериментальных данных во всем исследуемом диапазоне энергий E_n достигается с коэффициентом трения $b=4.1 \times 10^{21} \text{ с}^{-1}$, если не учитывать затухание асимметричной компоненты для $K_{\text{рот}}(U)$, то превышение статистического описания над экспериментальными точками также можно компенсировать в рамках диффузионной модели, но при больших значениях коэффициента $b=10 \times 10^{21} \text{ с}^{-1}$. Результат описания показан на рис. 9б.

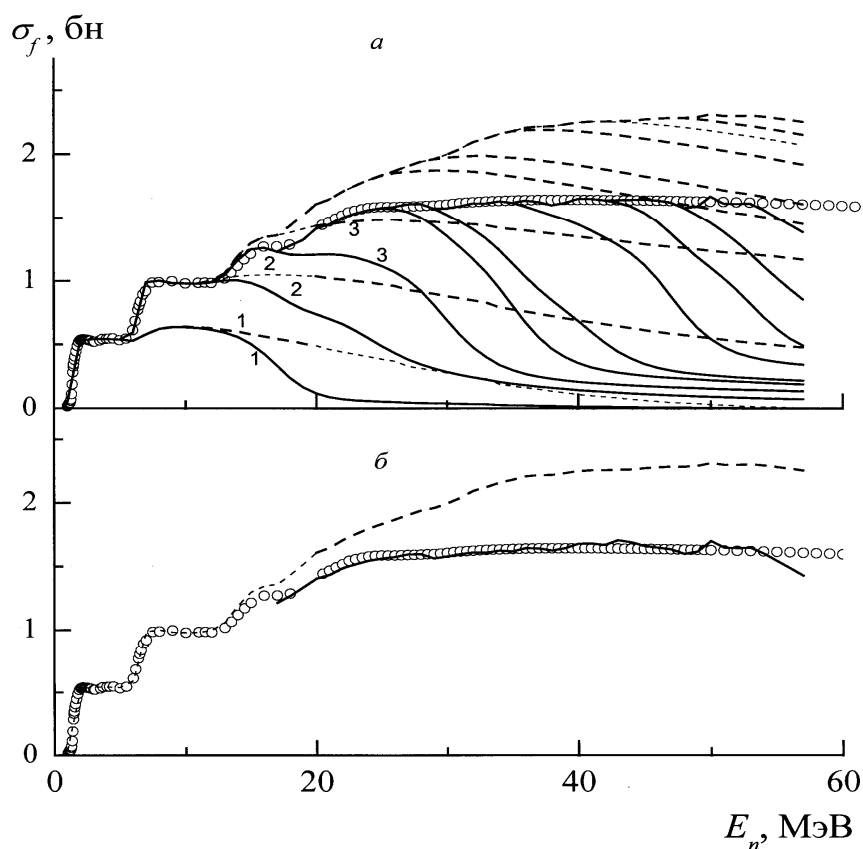


Рис. 9. Результаты теоретического расчета сечения деления ^{238}U нейтронами. а – $S_f(E_n)$ и его составляющие: $S_{f_{239}}$ – кривые 1, $S_{f_{239}} + S_{f_{238}}$ – кривые 2, $S_{f_{239}} + S_{f_{238}} + S_{f_{237}}$ – кривые 3 и т. д.; штриховые кривые – статистическое описание; сплошные кривые – в рамках диффузионной модели ($b=4.1 \times 10^{21} \text{ с}^{-1}$) с учетом затухания асимметричной компоненты для $K_{\text{рот}}(U)$ в седловой точке; б – штриховая кривая то же, что и на а; сплошная кривая – расчет $S_f(E_n)$ в рамках диффузионной модели с $b=10 \times 10^{21} \text{ с}^{-1}$ и адиабатической оценкой коэффициента ротационного увеличения плотности уровней. Точки (о) – стандартные значения сечения деления ^{238}U нейтронами

Таким образом, анализ нейтронных сечений деления может дать дополнительную и независимую информацию о величине приведенного коэффициента трения b . Это особенно важно, учитывая, что сведения об этом параметре диффузионной модели являются несовершенными. До сих пор нет общепринятого представления о механизме ядерной вязкости. Предположения о двухтельном и однотельном механизме вязкости приводят к значениям b , отличающимся на порядок. Значения b , оцененные в настоящей работе, и результаты анализа выхода нейтронов в реакциях с тяжелыми ионами (НИ, xnf), дающие оценку $b \geq 5 \times 10^{21} \text{ с}^{-1}$, видимо, свидетельствуют в пользу сверхкритического затухания.

В третьей главе рассматривается состояние вопроса о феноменологическом описании плотности уровней ядер на основе проведенного тестирования важнейших моделей – модели ферми-газа (МФГ) и обобщенной сверхтекучей модели (ОСМ), а также их модификаций. На основе изложенных в главе теоретических представлений о плотности возбужденных уровней и анализе экспериментальные данные и различных характеристик, связанных с описанием плотности уровней как функции энергии возбуждения, нуклонного состава и формы ядер изучается вопрос о построении систематики плотности уровней в рамках ОСМ для широкой области ядер. Обсуждаются трудности на этом пути и возможности их преодоления. Особое внимание уделяется величине вклада коллективных мод в плотность уровней (7) и его зависимости от параметра деформации ядра.

Реальные ядра имеют неоднородный одночастичный спектр и оболочечную структуру – тесно связанные между собой свойства. Следствием их является энергетическая зависимость параметра плотности уровней $a(U)$, которая определяется соотношением

$$a(U, Z, A) = \tilde{a}(A) \{1 + dW(Z, A)[1 - \exp(-IU')]/U'\}, \quad (10)$$

где $\tilde{a}(A)$ – асимптотический (при больших U), соответствующий модели жидкой капли (МЖК) параметр плотности уровней; $dW(Z, A)$ – оболочечная поправка к энергии связи ядер; I – параметр, определяющий скорость затухания оболочечных эффектов;

$$U' = \begin{cases} U - d & \text{для МФГ} \\ U - E_0 & \text{для ОСМ} \quad U > U_c \end{cases} \quad (11)$$

U' – эффективная энергия возбуждения, d – поправка на спаривание, E_0 – энергия конденсации, U_c – критическая энергия фазового перехода из сверхтекучего состояния в нормальное (ферми-газовое).

На рис. 10 для нескольких ядер, отличающихся величиной оболочечной поправки $dW(Z, A)$, показана энергетическая зависимость $a(U)/A$, полученная из теоретических расчетов и согласно обеим систематикам. Микроскопические расчеты для потенциала модели оболочек Вудса – Саксона $a_{\text{BC}}(U)$ и результаты для систематики ОСМ $a_{\text{ОСМ}}(U)$ близки по зависимости от U и по абсолютной величине. Значения для МФГ $a_{\text{МФГ}}(U)$ расходятся с ними на 50% и более, что неприемлемо, если принять во внимание экспоненциальную зависимость $r_{\text{вн}}(U, J)$ (7) от параметра $a(U)$.

В диссертации в рамках феноменологического варианта ОСМ плотности уровней проведен анализ экспериментальных данных о спектрах мгновенных нейтронов из отдельных осколков спонтанного деления ^{252}Cf , который определил асимптотический параметр плотности уровней $\tilde{a}/A = a_{\text{МНД}} = 0.082 \text{ МэВ}^{-1}$. Эта задача, если не считать приближенную оценку коллективных и оболочечных эффектов в других работах, поставлена и решена впервые. Описание энергетической зависимости вероятности деления сферических ядер (ДСЯ) в районе Pb, выполненное в нашей работе, приводит к величине $a_{\text{ДСЯ}} = 0.086 \pm 0.009 \text{ МэВ}^{-1}$ для ОСМ. Анализ массовых распределений (МР) для деления составного ядра ^{201}Tl дал значение $a_{\text{МР}} = 0.090 \text{ МэВ}^{-1}$. Из систематики экспериментальных данных по плотности нейтронных резонансов (ПНР) в рамках той же ОСМ следует значение $a_{\text{ПНР}} = 0.093 \text{ МэВ}^{-1}$. Установленные значения a_i в пределах экспериментальных погрешностей близки к теоретическому значению $a_{\text{BC}} = 0.090 \text{ МэВ}^{-1}$ для модели Вудса – Саксона.

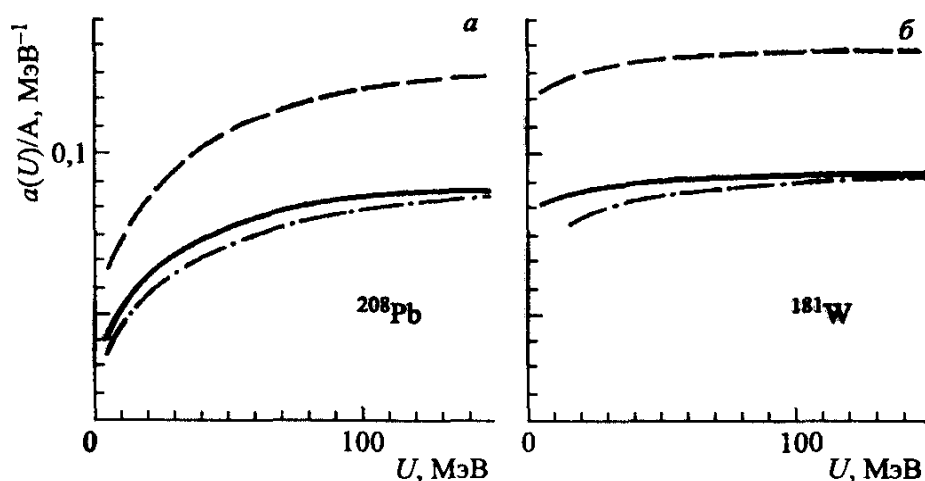


Рис. 10. Зависимости параметра плотности уровней $a(U)/A$ от энергии возбуждения U для ^{208}Pb (а) и ^{181}W (б). Кривые: штрихпунктирная – микроскопический расчет для потенциала модели оболочек Вудса – Саксона, сплошная – систематика ОСМ, штриховая – систематика МФГ

Согласие значений можно рассматривать как количественный тест в пользу ОСМ, которая последовательно учитывает специфику строения реальных ядер и связанные с ней эффекты: парные корреляции нуклонов, оболочки и коллективные возбуждения ядер. Анализ ПНР в рамках МФГ приводит к величине $a_{\text{МФГ}}=0.154 \text{ МэВ}^{-1}$, которая существенно больше теоретических оценок.

Четвертая глава посвящена анализу экспериментальных данных по спектрам, средней множественности и средним энергиям мгновенных нейтронов, сопровождающих деление актинидных ядер.

В рамках традиционных представлений рассматривается два источника нейтронов, сопровождающих эмиссионное деление ядер: 1) полностью ускоренные осколки деления ядер-изотопов $A, A-1, \dots, A-x_{\text{max}}(E_n)$ – источник постделительных нейтронов; 2) сами делящиеся ядра до того, как они утрачивают свою целостность, – источник предделительных нейтронов. Соответственно наблюдаемый дифференциальный выход вторичных нейтронов запишется в виде суммы двух компонент

$$\frac{d\bar{n}(E, E_n)}{dE} = \frac{d\bar{n}_{\text{faf}}(E, E_n)}{dE} + \frac{d\bar{n}_{\text{pre}}(E, E_n)}{dE} \quad (12)$$

Энергетическое распределение постделительных нейтронов из полностью ускоренных осколков представляется суперпозицией максвеллианов

$$\frac{d\bar{n}_{\text{faf}}(E, E_n)}{dE} = a \sum_{x=0}^{x_{\text{max}}(E_n)} \bar{n}_{fA-x}(\bar{E}_{nx}) m(E) N_M(E, T_x) \frac{s_{fA-x}(E_n)}{s_f(E_n)} \quad (13)$$

В отличие от исходного составного ядра A (ядро-мишень+нейтрон, $x=0$, $\bar{E}_{n0} = E_n$) с моноэнергией возбуждения $E^* = E_n + B_{nA}$, остаточные ядра $A-x$ ($x \geq 1$), образовавшиеся после эмиссии x нейтронов, имеют распределение по энергии возбуждения

$$U = E^* - \sum_{i=0}^x B_{nA-i} - E$$

$$F_{A-x}(U) = ds_{nx}(E^* - \sum_{i=0}^x B_{nA-i} - U) / dE, \quad (14)$$

где $ds_{nx}(E)/dE$ – спектр нейтронов, вылетающих из возбужденного ядра $A+1-x$ (основной конкурирующий канал процессу деления ядра $A+1-x$). Средней энергии возбуждения

$$\bar{U}_{A-x} = \frac{\int_{E_{fA-x}}^{E^* - \sum_{i=0}^x B_{nA-x}} U F_{A-x}(U) dU}{\int_{E_{fA-x}}^{E^* - \sum_{i=0}^x B_{nA-x}} F_{A-x}(U) dU} \quad (15)$$

ядра $A-x$, испытывающего деление, соответствует энергия первичных нейтронов

$\bar{E}_{nx} = \bar{U}_{A-x} - B_{nA-x}$ и средняя множественность мгновенных нейтронов на акт деления $\bar{n}_{fA-x}(\bar{E}_{nx})$ из полностью ускоренных осколков.

Оценка средней множественности нейтронов $\bar{n}_{fA-x}(\bar{E}_{nx})$ в (13) основывалась на использовании систематики Ховертона [13] и ее экстраполяции в область энергий эмиссионного деления $E_n > E_{fA-1}$. Константа a в (13) введена для подгонки под экспериментальные данные и компенсации неизбежной неточности описания $\bar{n}_{fA-x}(\bar{E}_{nx})$, основанной на систематике $\bar{n}_f(E_n)$. Аналогичная неопределенность присуща использованию систематики T_x , в связи с чем, величина

$$T_x = 2b\bar{E}_{fx} / 3 \quad (16)$$

варьировалась с помощью константы b в пределах 3%. Величину \bar{E}_{fx} можно определить по формуле Террелла

$$\bar{E} = a + b(\bar{n} + 1)^{1/2} \quad (17)$$

с универсальными для всех ядер параметрами $a=0.75$ МэВ и $b=0.65$ МэВ.

Дифференциальный выход предделительных нейтронов при эмиссионном делении можно представить соотношением

$$\frac{d\bar{n}_{pre}(E, E_n)}{dE} = \sum_{x=1}^{x_{max}(E_n)} \left(\sum_{i=x}^{x_{max}(E_n)} N_{xi}(E) \frac{s_{fA-i}(E_n)}{s_f(E_n)} \right) \quad (18)$$

В формуле (18)

$$N_{xi}(E) = \frac{ds_{nx}(E, E_n)}{dE} f_i(E, E_n) / \int_E \frac{ds_{nx}(E, E_n)}{dE} f_i(E, E_n) dE - \quad (19)$$

нормированный к единице спектр нейтронов, излученных ядрами $A+1-x$ (при фиксированном значении $x=1, 2, 3, \dots$), с таким набором значений энергий E , что энергетически возможно последующее деление остаточных ядер $A-i$, образовавшихся после последовательного излучения i нейтронов ($i \geq x$). Функция обрезания $f_i(E, E_n)$ есть вероятность деления ядер $A-i$, представленная в шкале энергии E вылетающих нейтронов:

$$f_i(E, E_n) = P_{fA-i}(U_i = E^* - \sum_{x=1}^i B_{nA-x+1} - E). \quad (20)$$

С точностью до эффектов туннельной проницаемости барьера деления, при энергиях $U_i \leq E_{fA-i}$ нет деления ядер $A-i$. Происходит обрезание спектра нейтронов $ds_{nx}(E, E_n)/dE$ ($1 \leq x \leq i$) функцией $f_i(E, E_n)$ при пороговой энергии

$$E = E_i^{\text{th}} = E^* - \sum_{x=1}^i B_{nA-x+1} - E_{fA-i}.$$

Дифференциальному соотношению (12) соответствует интегральное выражение

$$\bar{n}(E_n) = \bar{n}_{\text{faf}}(E_n) + \bar{n}_{\text{pre}}(E_n), \quad (21)$$

которое определяет среднее число нейтронов на акт деления в предположении двух источников нейтронов. В (21) первый член

$$\bar{n}_{\text{faf}} = \sum_{x=0}^{x_{\text{max}}(E_n)} \bar{n}_{fA-x}(E_{nx}) \frac{S_{fA-x}(E_n)}{S_f(E_n)} \quad (22)$$

определяет среднюю множественность постделительных нейтронов из полностью ускоренных осколков (faf), а второй –

$$\bar{n}_{\text{pre}}(E_n) = \sum_{x=1}^{x_{\text{max}}(E_n)} x \frac{S_{fA-x}(E_n)}{S_f(E_n)} = \sum_{x=0}^{x_{\text{max}}(E_n)} x \frac{S_{fA-x}(E_n)}{S_f(E_n)} \quad (23)$$

предделительных нейтронов (pre).

Статистическая модель в своей обычной формулировке не учитывает возможность эмиссии частиц за время перехода системы от седловой конфигурации до точки разрыва. Принято считать, что это время является настолько коротким по сравнению со временем эмиссии частиц, что не может быть испущено сколько-нибудь значительное их число. В принципе наблюдаемый избыток мягких нейтронов $E < 2$ МэВ в экспериментальных распределениях $R(E, E_n)$ при высоких энергиях $E_n > 13$ МэВ в сравнении с описанием в рамках стандартной модели двух источников нейтронов может быть связан с увеличением времени жизни системы при переходе от седла к точке разрыва. Добавочное излучение частиц сама по себе не привела бы к неприменимости статистической модели, используемых здесь соотношений и не изменила бы расчетных парциальных сечений S_{fA-x} .

Спектр добавочных нейтронов можно рассчитать по статистической модели, но весьма проблематично, каким образом определяются тепловые энергии возбуждения в процессе перехода системы от седловой конфигурации к разрывной. Задачу можно упростить, сведя ее к определению спектра нейтронов излученных из системы двух сформировавшихся осколков в точке разрыва. При этом предполагается, что при переходе ядра от седловой точки к конфигурации соприкасающихся осколков появляется энергия возбуждения $\sum_{i=1,2} E_{i0}^*$ внутренних степеней свободы (тепловая энергия) дополнительных осколков. С ней мы связываем эмиссию нейтронов из неускоренных осколков, если это энергетически возможно, а с ней появление низкоэнергетической аномалии в экспериментальных спектрах при высоких

энергиях первичных нейтронов $E_n > 13$ МэВ. Здесь под аномалией понимается избыток нейтронов с $E < 2$ МэВ в экспериментальных распределениях при сравнении с расчетами, полученными в рамках традиционной модели двух источников нейтронов (12).

Отсутствие “лишних” нейтронов, например, при $E_n = 2.9$ и 5 МэВ и их появление при более высоких энергиях $E_n > 13$ МэВ указывает на то, что $\sum_{i=1,2} E_{i0}^*$ зависит от энергии бомбардирующих нейтронов, следовательно, от энергии возбуждения делящегося ядра. Упрощая задачу, предположим, что эта зависимость линейная, а энергия возбуждения между двумя осколками распределяется пропорционально их массам. При этом надо сделать предположение, что в такой двуядерной системе сформировавшихся осколков существует статистическое равновесие по всем степеням свободы и время жизни системы достаточно для эмиссии осколком A_i ($i=1,2$) нейтрона, если его энергия возбуждения удовлетворяет условию

$$E_{i0}^* = C(E_n + B_{nA}) \frac{A_i}{A} > B_{nA_i}, \quad (24)$$

где B_{nA_i} – энергия связи нейтрона в осколке A_i . Коэффициент C показывает, какая доля энергии возбуждения $E^* = E_n + B_{nA}$ составного ядра A перешла в тепловую энергию возбуждения двуядерной системы сформировавшихся осколков к моменту их разделения.

В рамках статистической модели можно рассчитать спектр нейтронов, излученных из такой системы неускоренных осколков (naf) деления составного ядра A

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{n}_{\text{naf}}(E, E_n)}{dE} &= \frac{S_{fA}}{S_f} \sum_{A_i} Y(A_i) \int_{E_{i0}^*}^{E_{i0}^*} G(E_{i0}^*, < E_{i0}^* >) \times \\ &\times \left[\sum_{Z_j} P(A_i, Z_j) N(E, A_i, Z_j, E_{i0}^*) \right] dE_{i0}^*, \end{aligned} \quad (25)$$

где $Y(A_i)$ – массовое распределение осколков деления, нормированное к двойке, $G(E_{i0}^*, < E_{i0}^* >)$ – нормированное к единице функция распределения энергии возбуждения, $P(A_i, Z_j)$ – нормированное к единице зарядовое распределение осколков с фиксированным значением A_i , которым, как правило, соответствуют несколько ядер-изобар, $N(E, A_i, Z_j, E_{i0}^*)$ – нормированный к единице спектр нейтронов из осколков с фиксированными значениями A_i, Z_j, E_{i0}^* .

С учетом третьего источника нейтронов (25), запишем соотношение для дифференциального выхода нейтронов деления

$$\frac{d\bar{n}(E, E_n)}{dE} = \frac{d\bar{n}_{\text{faf}}(E, E_n)}{dE} + \frac{d\bar{n}_{\text{pre}}(E, E_n)}{dE} + \frac{d\bar{n}_{\text{naf}}(E, E_n)}{dE}. \quad (26)$$

Первые два члена в (26) определяются теми же соотношениями (13) и (18), что и в модели двух источников (12). Коэффициент C в (24), от которого зависит жесткость спектра (25), при описании экспериментальных распределений $R(E, E_n)$ при $E_n > 13$ МэВ с учетом трех источников нейтронов (26) был подгоночным параметром.

С учетом третьего источника нейтронов средняя множественность мгновенных нейтронов на акт деления и средняя энергия по спектру (26) соответственно имеют вид

$$\bar{n}(E_n) = \bar{n}_{\text{faf}}(E_n) + \bar{n}_{\text{pre}}(E_n) + \bar{n}_{\text{naf}}(E_n) \quad (27)$$

$$\bar{E}(E_n) = (\bar{n}_{\text{faf}}(E_n)\bar{E}_{\text{faf}}(E_n) + \bar{n}_{\text{pre}}(E_n)\bar{E}_{\text{pre}}(E_n) + \bar{n}_{\text{naf}}(E_n)\bar{E}_{\text{naf}}(E_n)) / \bar{n}(E_n). \quad (28)$$

На рис. 11 показаны экспериментальные и расчетные зависимости $R(E, E_n) = \frac{d\bar{n}(E, E_n)/dE}{\bar{n}(E_n)N_{\text{Cf}}(E)}$ для энергий первичных нейтронов $E_n = 6$ и 7 МэВ.

Специфическая особенность в мягкой части экспериментальных распределений в форме колокола составляет контраст почти линейной зависимости $R(E, E_n)$ для $E_n = 2.9$ и 5 МэВ в той же области энергий вторичных нейтронов. При более высоких энергиях $E > 1$ МэВ для $E_n = 6$ МэВ и $E > 2$ МэВ для 7 МэВ распределения имеют идентичную форму, характерную для постделительных нейтронов. Особенность в форме распределений для $E_n = 6$ и 7 МэВ есть проявление вклада предделительных нейтронов. При этих энергиях наряду с реакцией (n, f) становится возможной реакция $(n, n'f)$.

Таким образом, в рамках модели двух источников с помощью соотношений (12) удастся описать экспериментальные распределения нейтронов при эмиссионном делении ядрамишени ^{238}U нейтронами с энергиями 6 и 7 МэВ. Изменение формы распределения выхода нейтронов в области низких энергий при сравнении с формой $R(E, E_n)$ для $E_n = 2.9$ и 5 МэВ полностью объясняется вкладом предделительных нейтронов. Резкое падение выхода предделительных нейтронов в сторону высоких энергий E как результат обрезания спектра первых нейтронов функцией $f_1(E, E_n)$, мягкость их спектра по сравнению с более жестким спектром постделительных нейтронов дает возможность наблюдать его на фоне постделительной компоненты в измеренных зависимостях $R(E, E_n)$.

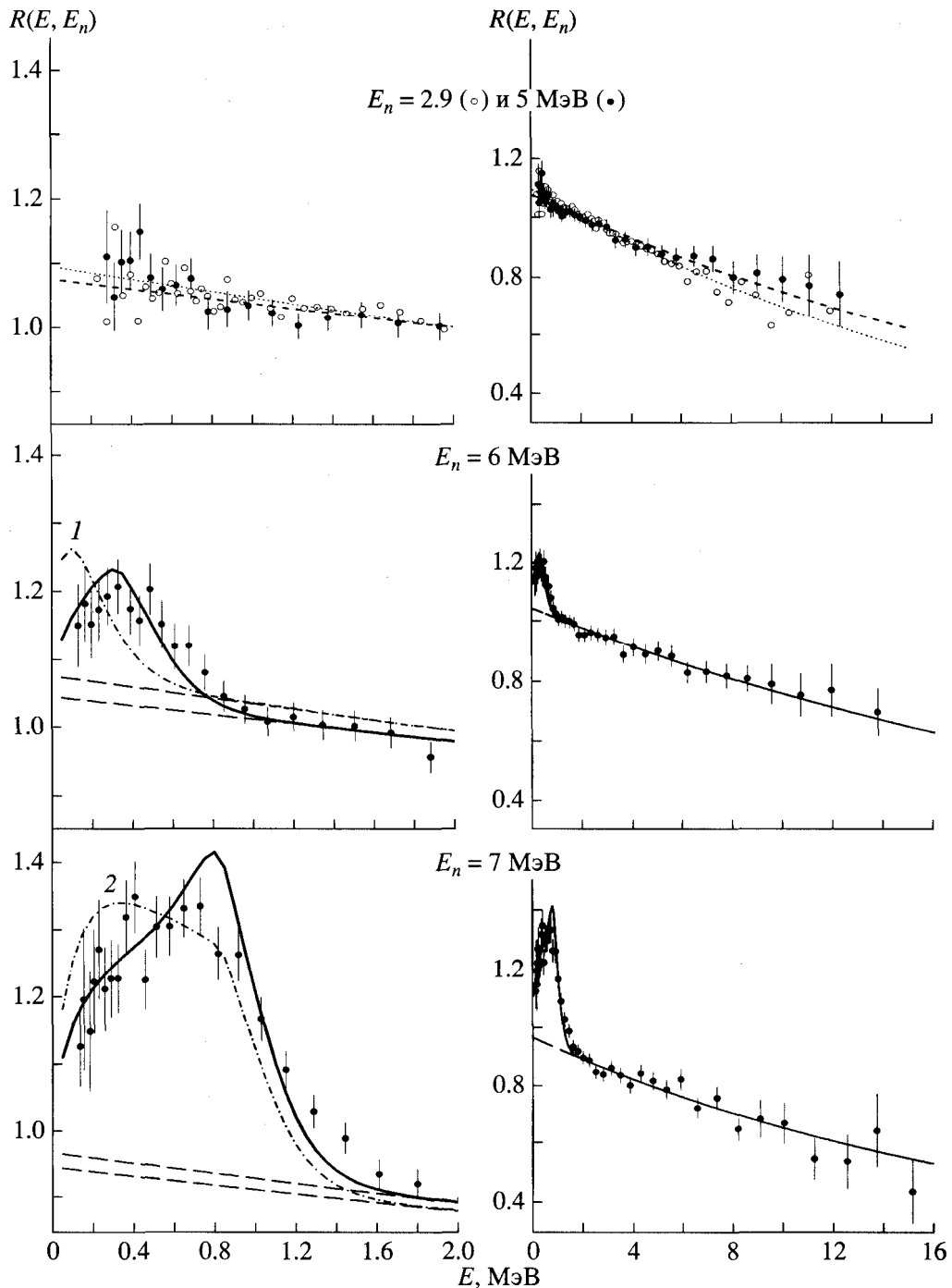


Рис. 11. Отношения $R(E, E_n)$ исследованных спектров нейтронов деления $^{238}\text{U} + n$ к спектру нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf . Точки – экспериментальные значения. Точечная (для $E_n = 2.9$ МэВ) и штриховая (для 5 МэВ) кривые – отношения максвелловских распределений (2). Сплошные и штрихпунктирные кривые – различные варианты описания экспериментальных распределений для $E_n = 6$ и 7 МэВ. Штриховые линии – уровень постделительной компоненты

Анализ особенностей формы $R(E, E_n)$ для эмиссионного деления ядра-мишени ^{238}U нейтронами с энергией $E_n = 13.2, 14.7, 16.0, 17.7$ МэВ представлен на рис. 12.

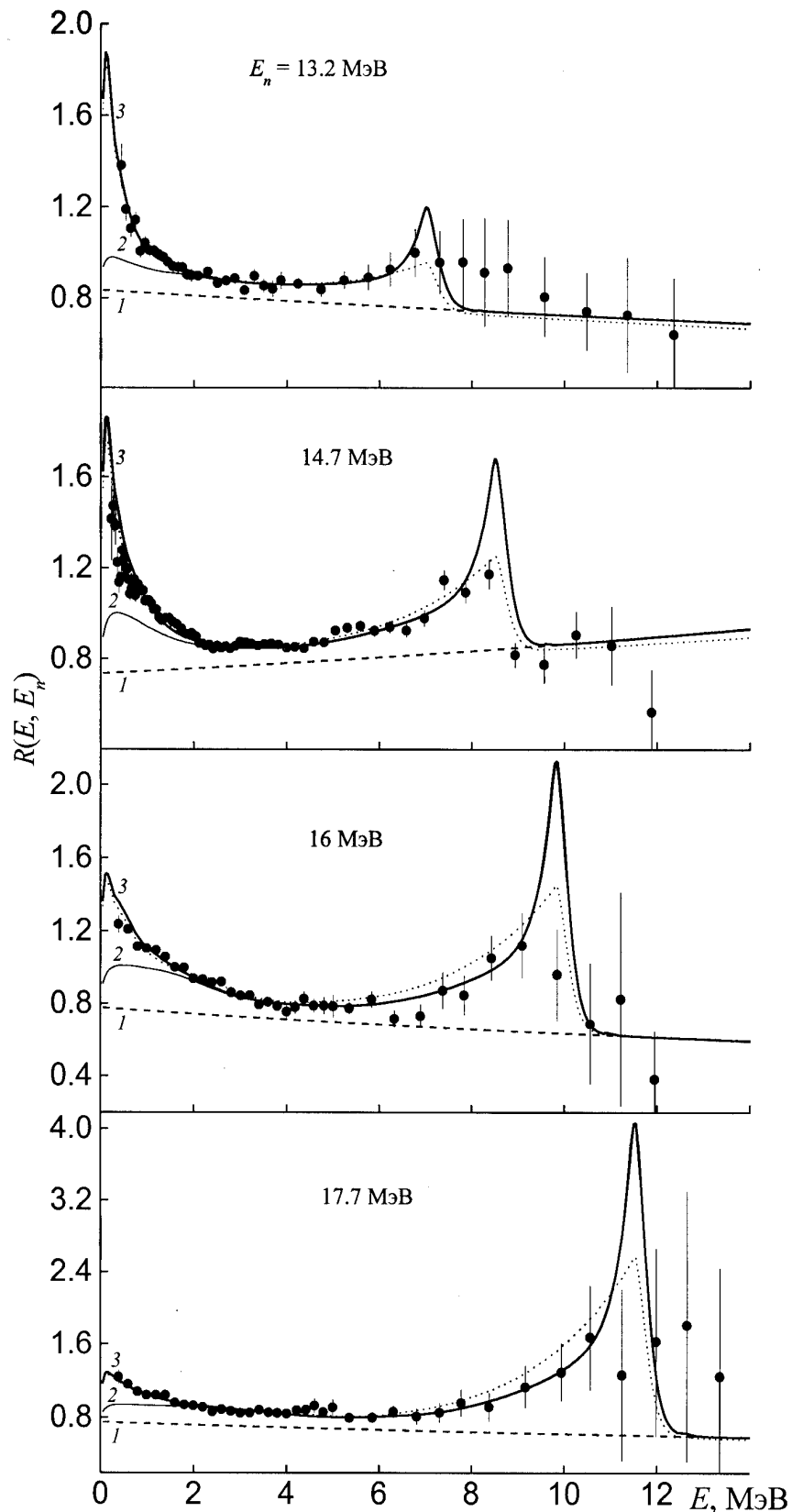


Рис. 12. Отношения $R(E, E_n)$ исследованных спектров нейтронов деления в реакции $^{238}\text{U}(n, xn'f)$ к спектру нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf . Точки – экспериментальные значения. Штриховые линии 1 – компонента постделительных нейтронов из полностью ускоренных осколков. Кривые 2 и 3 – расчет в модели двух и трех источников МНД соответственно. Точечные кривые – описание с функции обрезания $f_1(E, E_n)$, моделируемой в виде ступеньки со сглаженным краем, сплошные – определенной согласно (20)

Примесь жесткой компоненты (из-за неравновесного механизма эмиссии первых нейтронов с выходом на несколько порядков выше, чем при испарительном механизме) делает возможным визуальное наблюдение резкой верхней границы и высокоэнергетического максимума предделительных нейтронов. Особенно отчетливо проявляется в экспериментальном распределении для $E_n=14.7$ МэВ на рис. 12, измеренного с достаточной статистической точностью, и подтверждается результатами теоретического расчета с использованием экситонной модели предравновесного распада для описания жесткой компоненты первых нейтронов. Как это видно на рис. 12 при изменении энергии бомбардирующих нейтронов E_n , верхняя граница и максимум предделительных нейтронов в распределении смещается по шкале энергии в соответствии с соотношением $E = E_1^{\text{th}} = E_n - E_{f_{A-1}}$, подтверждая правильность выбранной интерпретации наблюдаемого эффекта.

На рис. 12 кривыми 2 показано описание экспериментальных распределений $R(E, E_n)$ для ядра ^{238}U при $E_n = 13.2, 14.7, 16, 17.7$ МэВ с учетом двух источников нейтронов. Таким образом, из анализа экспериментальных распределений $R(E, E_n)$ в рамках модели двух источников возникает противоречивая ситуация. С одной стороны, форма измеренного распределения $R(E, E_n)$ в двухшансовой реакции деления при $E_n=7$ МэВ, которая соответствует началу второго плато в сечении деления, хорошо согласуется с расчетной формой. С другой стороны, в экспериментальном распределении $R(E, E_n)$ для той же двухшансовой реакции при $E_n=13.2$ МэВ и в $R(E, E_n)$ для трехшансовой реакции при 14.7, 16.0, 17.0 МэВ наблюдается избыточный выход мягких нейтронов с $E < 2$ МэВ над результатами расчета. Естественно предположить, что между 7 и 13.2 МэВ вступает в игру третий источник, излучающий нейтроны с мягким энергетическим спектром. В качестве такого источника в диссертации рассматривается двуядерная система сформированных соприкасающихся осколков к моменту разделения (неускоренные осколки). Соотношение (25) позволяет рассчитать спектр нейтронов, излученных из осколков в неускоренном состоянии. При одном значении параметра $C=0.53$ можно получить удовлетворительное согласие между измеренными и расчетными распределениями $R(E, E_n)$ при $E_n=13.2, 14.7, 16.0, 17.7$ МэВ для ядра ^{238}U во всем исследуемом интервале энергий E , включая и область низких энергий $E < 2$ МэВ. Результаты описания экспериментальных значений $R(E, E_n)$ с учетом трех источников показаны кривыми 3 на рис. 12. Включение в описание третьего источника нейтронов (25) при анализе $R(E, E_n)$ для ядра ^{232}Th , ^{235}U и ^{237}Np позволяет также описать данные эксперимента при $E < 2$ МэВ.

На рис. 13 представлена выборка экспериментальных данных $\bar{n}(E_n)$ для ядер-мишеней: ^{232}Th до энергии $E_n = 20$ МэВ и ^{235}U , ^{238}U , ^{237}Np до 15 МэВ. В области энергий $E_n < E_{fA-1} \approx 6$ МэВ одношансовой реакции (n, f) $\bar{n}_{\text{пре}}(E_n) = 0$ и $\bar{n}(E_n) = \bar{n}_{\text{faf}}(E_n) = \bar{n}_{fA}(E_n)$, для параметризации которой использовалось соотношение систематики Ховертона. Наблюдается почти линейная зависимость $\bar{n}(E_n)$ в пределах экспериментальных погрешностей до энергии $E_n \approx 6$ МэВ.

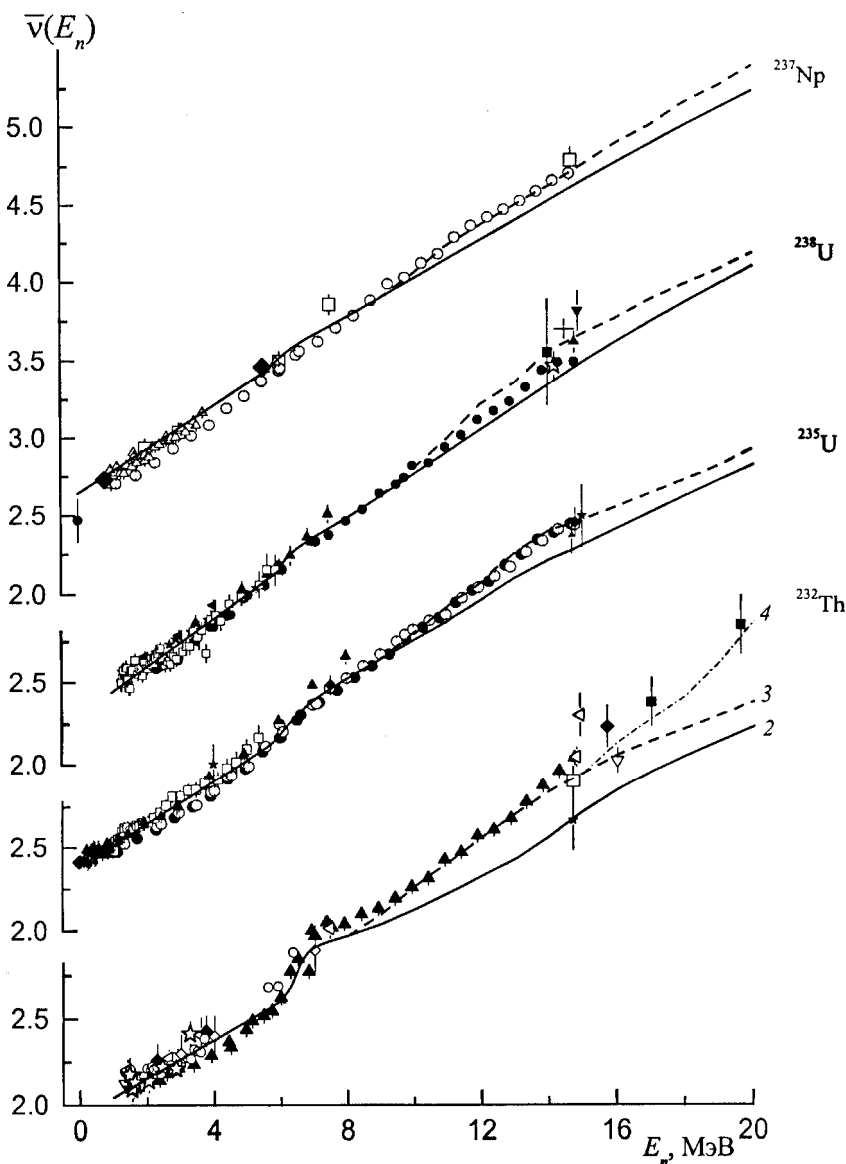


Рис. 13. Средняя множественность мгновенных нейтронов деления как функция энергии первичных нейтронов. Точки – выборка экспериментальных значений. Для ядра ^{232}Th : кривые 2 и 3 – средняя множественность нейтронов $\bar{n}(E_n)$ в модели двух и трех источников МНД соответственно, кривая 4 – в описании учитывался вклад $\bar{n}_{\text{faf}}(E_n, A-1)$ второго шанса деления и вклад компоненты четвертого шанса деления ($x_{\text{max}}(E_n) = 3$). Для ядер ^{235}U , ^{238}U , ^{237}Np : сплошные кривые – описание в модели двух, штриховые – трех источников МНД

В области энергий эмиссионного деления $E_n > E_{fA-1} \approx 6$ МэВ к выходу $\bar{n}_{\text{faf}}(E_n)$ добавляется вклад предделительных нейтронов $\bar{n}_{\text{pre}}(E_n)$. Расчет величин $\bar{n}_{\text{faf}}(E_n)$ (13) и $\bar{n}_{\text{pre}}(E_n)$ (18) проводился с сечениями S_f и S_{fA-x} , полученными из описания полных сечений деления с разложения на отдельные шансы (см. рис. 6–8).

Сплошными кривыми на рис. 13 показан результат расчета среднего числа нейтронов на акт деления от энергии E_n в модели двух источников. Появление второго источника нейтронов отчетливо видно в экспериментальных распределениях $\bar{n}_{\text{exp}}(E_n)$ и подтверждается результатами расчета. Начиная с энергии $E_n = 6$ МэВ до 7 МэВ, происходит ступенчатое изменение энергетической зависимости $\bar{n}(E_n)$. Этот эффект проявляется сильнее всего в зависимости $\bar{n}(E_n)$ для ядра ^{232}Th .

На рис. 13 видно, что выше 6 МэВ экспериментальные данные и оцененные значения, учитывающие два источника нейтронов, согласуются вплоть до $E_n \approx 8$ МэВ для ядра ^{232}Th и 9 МэВ для остальных ядер. При более высоких энергиях экспериментальные значения $\bar{n}(E_n)$ проходят несколько выше расчетных сплошных кривых.

Соответственно, расчет интегральной характеристики $\bar{n}(E_n)$ для ядра ^{232}Th с учетом третьего источника (25), показанный на рис. 13 штриховой кривой 3, согласуется с данными эксперимента вплоть до $E_n = 16$ МэВ. При $E_n > 16$ МэВ экспериментальные точки $\bar{n}_{\text{exp}}(E_n)$ отклоняются вверх от штриховой кривой 3. Учет эмиссии нейтронов из неускоренных осколков деления остаточного ядра $A-1$ при $E_n \geq 16$ и четвертого шанса деления ($x_{\text{max}}(E_n) = 3$) при $E_n > 18$ МэВ в расчете (кривая 4) позволяет улучшить согласие с экспериментом.

На рис. 13 штриховыми кривыми показана оценка средней множественности нейтронов для ядер ^{235}U , ^{238}U , ^{237}Np с учетом вклада нейтронов $\bar{n}_{\text{naf}}(E_n)$ из неускоренных осколков (третий источник). Видно, что соответствующие расчетные штриховые кривые согласуются с данными эксперимента для ядер ^{235}U , ^{237}Np , но для ядра ^{238}U кривая проходит несколько выше экспериментальных значений (сплошные точки). В ближайшей окрестности $E_n = 14$ МэВ, где имеется набор данных для ^{238}U разных измерений, оценка (27) согласуется с данными одних экспериментов, и даже проходит ниже значений, полученных в других. Экспериментальной информации о $\bar{n}(E_n)$, полученной только в одной работе для интервала $E_n = 7-14$ МэВ, явно недостаточно для надежного тестирования соотношений моделей двух и трех источников нейтронов.

В первом приближении из анализа средней множественности нейтронов, примем значение пороговой энергии $E_n^{\text{th}3} = 9$ МэВ, выше которой появляется третий источник нейтронов с мягким энергетическим спектром. Точнее величину $E_n^{\text{th}3}$ можно определить, измеряя и анализируя распределения $R(E, E_n)$ в интервале $E_n = 8-14$ МэВ.

На рис. 14 показаны величины средних энергий $\bar{E}_{\text{exp}}(E_n)$ (точки), полученные из анализа экспериментальных спектров мгновенных нейтронов деления актинидных ядер. Видно, что зависимость средней энергии $\bar{E}(E_n)$ до порога реакции $(n, n'f)$ ($E_n \approx 6$ МэВ), монотонно возрастает с увеличением энергии первичных нейтронов. Выше порога эмиссионного деления появляется компонента предделительных нейтронов. Расчетные кривые 2 на рис. 14 получены в традиционном подходе модели двух источников. Кривыми I^2 показана зависимость средней энергии $\bar{E}_{\text{faf}}(E_n)$ для постделительной компоненты нейтронов из полностью ускоренных осколков в модели двух источников.

Вступление в игру второго источника нейтронов (предделительных) отчетливо проявляется в резком падении зависимости $\bar{E}(E_n)$ (кривая 2) при изменении энергии первичных нейтронов E_n от 6.0 до 7 МэВ, что соответствует переходу с первого на второе плато в сечении деления. При этом средний выход предделительных нейтронов $\bar{n}_{\text{pre}}(E_n) = s_{fA-1}(E_n)/s_f(E_n)$ возрастает от нуля до максимальной величины. Средняя энергия $\bar{E}(E_n)$ уменьшается в основном из-за вклада компоненты предделительных нейтронов, сосредоточенной в интервале энергий $0 \leq E \leq E_n - E_{fA-1}$. Небольшое падение средней энергии постделительных нейтронов $\bar{E}_{\text{faf}}(E_n)$ (кривые I^2) в этом случае связано с вкладом нейтронов из полностью ускоренных осколков второго шанса деления, т.е. с делением ядер $A-1$.

С увеличением E_n от 7 до 13 МэВ средняя энергия $\bar{E}(E_n)$ нейтронов (кривая 2) растет. Очередное падение $\bar{E}(E_n)$ можно наблюдать при изменении E_n от 13 до 16 МэВ. Оно связано с появлением третьего шанса в сечении деления. Испускание предделительных нейтронов, которое формирует новые возможности для деления или шансы, значительно усложняет энергетическую зависимость средней энергии мгновенных нейтронов деления по сравнению с простой систематикой Террелла (17) для постделительных нейтронов. Штриховыми кривыми I^M и 2^M соответственно показаны зависимости средней энергии постделительных нейтронов $\bar{E}_{\text{faf}}(E_n)$ и полной энергии $\bar{E}(E_n)$ (постделительные+предделительные), полученные в систематике [14].

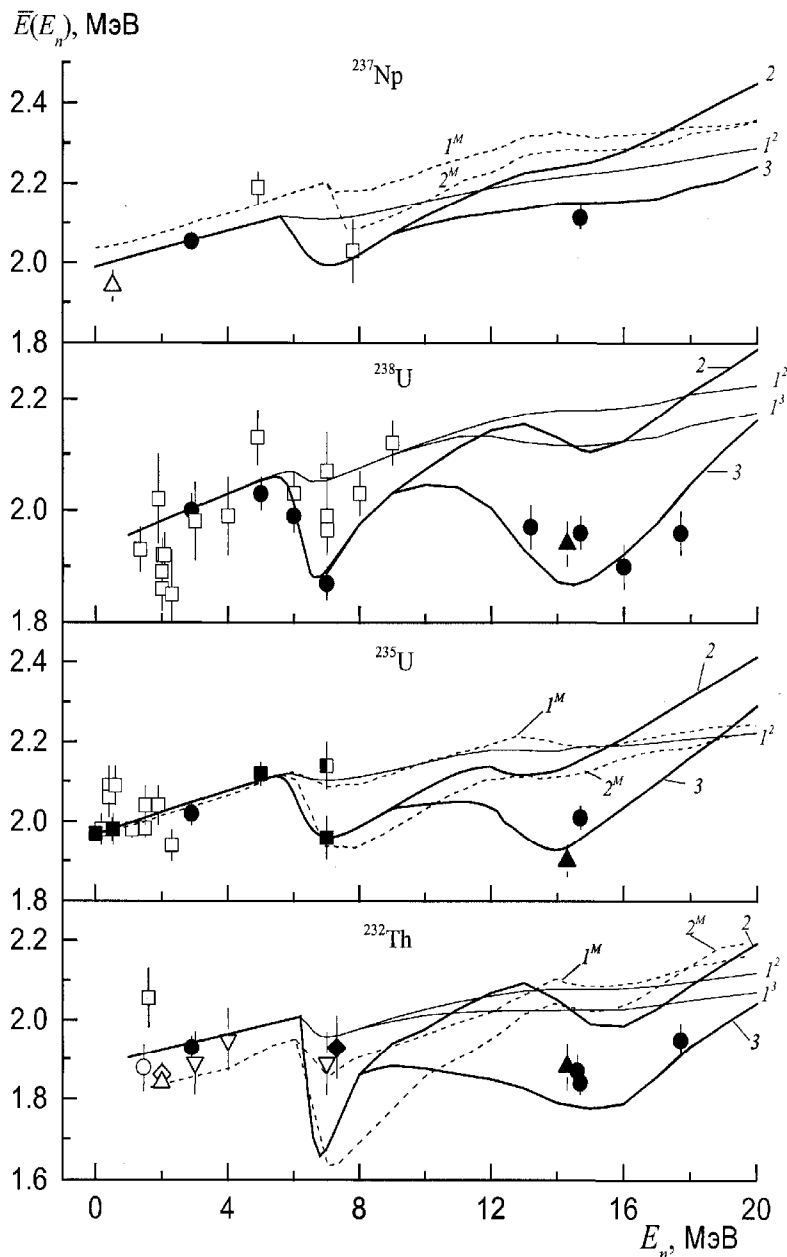


Рис. 14. Средняя энергия нейтронов МНД ядер-мишеней ^{232}Th , ^{238}U , ^{235}U , ^{237}Np , как функция энергии первичных нейтронов E_n . Точки – экспериментальные значения. Сплошные кривые – результаты, расчетов: I^2 и I^3 – средняя энергия постделительных нейтронов из полностью ускоренных осколков $\bar{E}(E_n) = \bar{E}_{\text{faf}}(E_n)$ соответственно в модели двух и трех источников нейтронов; $2 - \bar{E}(E_n) = \bar{E}_{\text{faf+pre}}(E_n)$ с учетом вклада предделительных нейтронов (два источника); $3 - \bar{E}(E_n) = \bar{E}_{\text{faf+pre+naf}}(E_n)$ с учетом вклада предделительных нейтронов и нейтронов из неускоренных осколков (три источника нейтронов). Кривые I^M и 2^M оценка систематики [14] в модели двух источников

При сравнении соответствующих зависимостей $\bar{E}_{\text{faf}}(E_n)$, $\bar{E}(E_n)$, полученных в модели двух источников МНД в работе [14] и диссертации наблюдаются некоторых количественные расхождения. В тоже время, имеет место подобие в поведении оцененных функционалов $\bar{E}_{\text{faf}}(E_n)$ (кривые I^M , I^2) и $\bar{E}(E_n)$ (2^M , 2) от энергии E_n . На рис. 14 видно, что и систематика [14] [14] (кривые 2^M) и результаты наших работ (кривые 2), полученные в модели двух источников нейтронов, дают оцененные значения $\bar{E}(E_n)$ для $E_n > 13$ МэВ заметно превышающие экспериментальные величины.

Кривыми 3 на рис. 14 представлены расчеты средней энергии в модели трех источников. Появление третьего источника нейтронов с мягким энергетическим спектром (25) при энергиях первичных нейтронов $E_n > 8$ МэВ описывает форму экспериментальных распределений МНД в области низких энергий $E < 2$ МэВ (кривые 3 на рис. 12) и соответственно приводит к понижению средней энергии (кривые 3 на рис. 14) по сравнению с оценкой в модели двух источников (кривые 2). На рис. 14 кривыми I^3 для ядер ^{232}Th , ^{238}U показана зависимость постделительной компоненты в случае учета третьего источника. При этом средняя множественность МНД, рассчитанная в модели трех источников (см. рис. 13), согласуется с данными эксперимента.

На рис. 15 сравниваются наши расчетные значения средней энергии МНД (IPPE) и оцененные величины $\bar{E}(E_n)$ из других национальных библиотек (BROND, разные версии JENDL ENDF/B). Оценки BROND и ранней версий JENDL3.2, показанные на рис. 15 для ядер ^{235}U и ^{238}U , представляют собой простую экстраполяцию зависимости в области первого плато сечения деления $E_n < 6$ МэВ в область высоких энергий. Таким образом, здесь игнорируется влияние шансовой структуры сечения деления при $E_n \geq 6$ МэВ на спектр постделительных нейтронов и не учитывается вклад предделительных нейтронов.

В отличие от систематики [14] и оцененных кривых, например, в ENDF/B-VI и JENDL-4.0 расчетные зависимости $\bar{E}(E_n)$ (IPPE) получены нами с учетом третьего источника нейтронов при $E_n > 9$ МэВ.

На рис. 15 видно, что значение средней энергии МНД ^{235}U для тепловой энергии первичных нейтронов, к которой по сути дела привязаны кривые $\bar{E}(E_n)$, оцененные в библиотеках ENDF/B-VI, -VII и JENDL-3.3, -4.0, отличаются от экспериментального значения $\bar{E}_{\text{exp}}(0) = 1.97 \pm 0.015$ МэВ. Данные $\bar{E}_{\text{exp}}(E_n)$ для ядра ^{235}U в зависимости от энергии E_n , полученные с помощью камеры деления, показаны темными значками. Они включают в себя “тепловую точку” $\bar{E}_{\text{exp}}(0)$, основанную на десятке с лишним хорошо согласующихся результатов измерений.

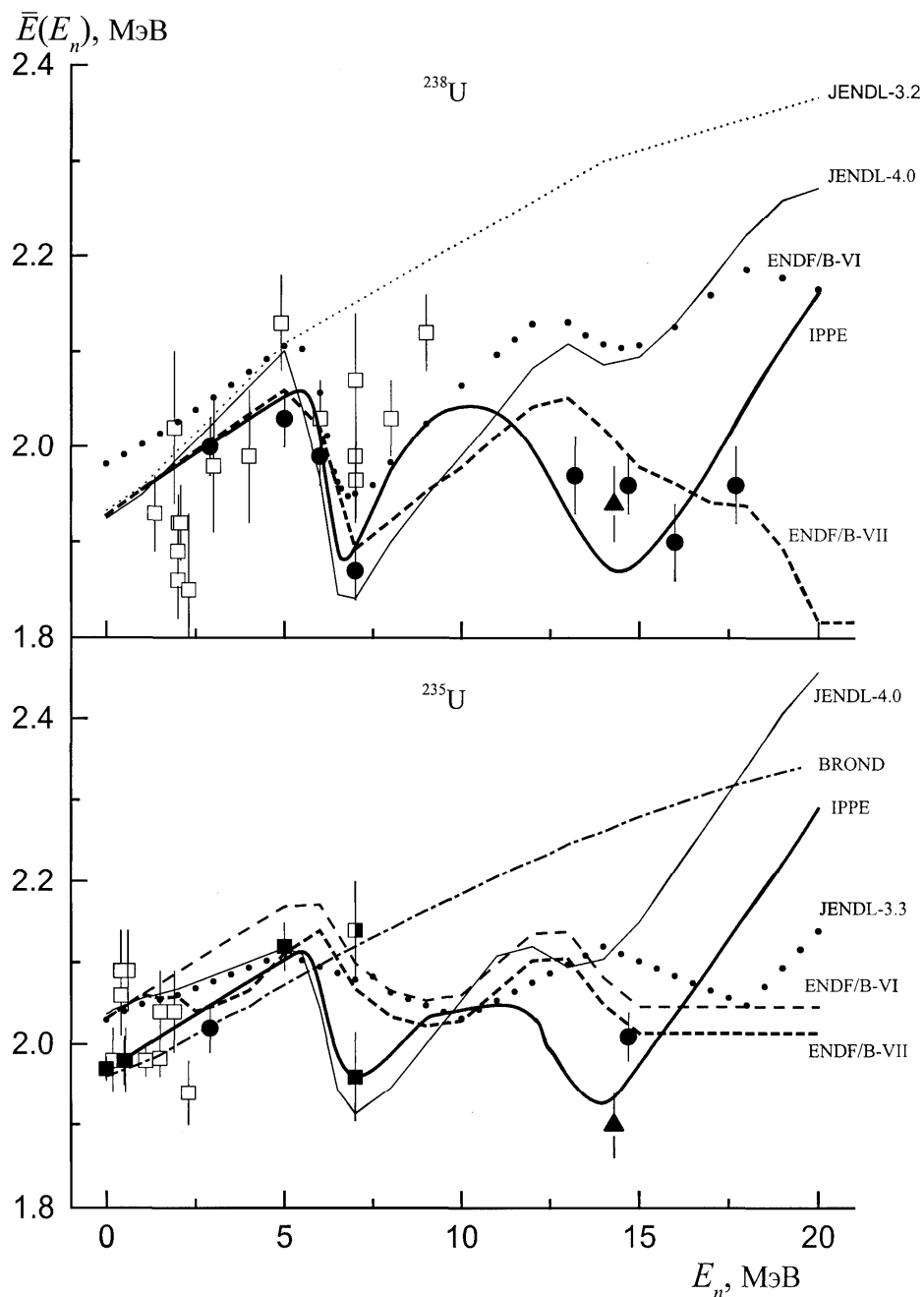


Рис. 15. Средняя энергия нейтронов деления ядер-мишеней ^{235}U и ^{238}U как функция энергии первичных нейтронов E_n . Точки – экспериментальные значения (тоже, что на рис. 14 для этих ядер). Сплошная жирная кривая – расчет ФЭИ (IPPE), другие кривые – оценки из других библиотек

В свое время спектр МНД ^{235}U для тепловых энергий первичных нейтронов в виде

$$\Phi(E) = e^{-(E/a)} \text{sh}(bE)^{1/2} \quad (29)$$

($a=0.988 \pm 0.011$ МэВ, $b=2.249 \pm 0.045$ МэВ $^{-1}$) со средней энергией

$$\bar{E}(0) = 1.5a + 0.25ba^2 = 2.031 \text{ МэВ} \quad (30)$$

был выбран в ENDF/B-V вместо спектра нейтронов

$$\Phi(E) = E^{1/2} e^{-(E/T)} \quad (31)$$

($T = 1.32$ МэВ) с $\bar{E}(0) = 1.5T = 1.98$ МэВ в прежней версии библиотеки ENDF/B-IV. Изменение формы спектра (31) в пользу (29) было сделано на основе тестирования результатов интегральных “benchmark” экспериментов, когда сравнили величины отношения CAL/EXP расчетных и экспериментальных значений в версиях ENDF/B-V и ENDF/B-IV. В библиотеке ENDF/B-VI, где при описании обсуждаемой зависимости предпочли модельные расчеты спектров деления эмпирическим систематикам, средняя энергия спектра МНД для тепловой точки также соответствует (30). Наша оценочная кривая на рис. 15 в области до эмиссионного деления ($E_n < 6$ МэВ), основанная на результатах дифференциальных экспериментов по измерению спектров МНД ^{235}U помощью камеры деления имеет примерно одинаковый наклон с оценкой ENDF/B-VI. Это согласие не случайно: и модель Мадланда [15], и расчет Террелла, приведший к систематике (17), основаны фактически на одном и том же теоретическом фундаменте, включая приближения и параметры. Возможностей для вариации последних вполне достаточно, чтобы изменить величину \bar{E} менее чем на 3%, не погрешив против теории. Именно на столько надо уменьшить \bar{E} , чтобы согласовать кривую ENDF/B-VI в области первого шанса сечения деления с экспериментальными данными на рис. 15.

Ясно, что не стоит считать исследования по установлению энергетической зависимости $\bar{E}(E_n)$ для ядра ^{235}U в диапазоне энергий $0 \leq E_n \leq 20$ МэВ полностью проясняющие ситуацию в этом вопросе. Для подтверждения этого на рис. 15 приводятся экспериментальные данные о средней энергии МНД для ядра-мишени ^{238}U и наш расчет энергетической зависимости $\bar{E}(E_n)$ до энергии $E_n = 20$ МэВ с учетом трех источников нейтронов (26), которые сравнивается с оцененными величинами $\bar{E}(E_n)$ в библиотеках ENDF/B-VI, - VII и JENDL-3.3, -4.0. Не ясны физические причины, по которым $\bar{E}(E_n)$ в библиотеки ENDF/B-VII для ядра ^{238}U так сильно стала отличаться от оценки этой величины в предыдущей версии ENDF/B-VI.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ

В процессе выполнения работы были получены следующие результаты и сделанные на их основе выводы.

1. На базе спектрометра быстрых нейтронов и нейтронных генераторов НГ-400, КГ-2.5, электростатического перезарядного ускорителя ЭГП-10 были созданы установки,

позволившие на современном уровне измерить спектры нейтронов, сопровождающие деление актинидных ядер при энергии первичных нейтронов $E_n = 2.9, 5, 6, 7, 13.2, 14.7, 16, 17.7$ МэВ. Для достижения этой цели был проведен комплекс работ по выбору геометрии эксперимента, совершенствованию и оптимизации защиты и коллиматоров для детекторов нейтронов, использованию автоматизированной многоканальной системы сбора и предварительной обработки данных. С целью повышения точности измерений применены различные методы для определения основных параметров эксперимента.

2. Изготовлена четырехсекционная многослойная ионизационная камера деления (детектор осколков деления): три секции содержали исследуемый изотоп, а четвертая «мониторная» секция содержала две односторонние мишени из того же изотопа, в которые равномерно внедрялся изотоп ^{252}Cf . Это позволило впервые реализовать методику прямого измерения отношений $R_i(E, E_n) = N_i(E, E_n) / N_{\text{Cf}}(E)$ спектров нейтронов вынужденного деления ядер $i = ^{232}\text{Th}, ^{235}\text{U}, ^{238}\text{U}, ^{237}\text{Np}$ к стандартному спектру нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf . При этом опорный $N_{\text{Cf}}(E)$ и исследуемый $N_i(E, E_n)$ спектры изучались одновременно.

3. Получена новая экспериментальная информация об энергетической зависимости формы распределений $R(E, E_n)$ для вышеуказанных ядер в широком диапазоне энергий первичных и вторичных нейтронов. Впервые наблюдался в экспериментальных распределениях $R(E, E_n)$ для $E_n = 14.7$ МэВ максимум и соответственно ступенька в самих спектрах $N(E, E_n)$ при энергии $E = E_1^{\text{th}} = E_n - E_{fA-1}$. Впервые показано, что проявление этого эффекта связано с механизмом неравновесной (предравновесной) эмиссии предделительных нейтронов, а энергия E_1^{th} соответствует пределу, выше которого процесс деления остаточных ядер $A-1$ энергетически невозможен, если игнорировать туннельную проницаемость барьера. Происходит обрезание спектра предравновесных нейтронов при пороговой энергии E_1^{th} . Примесь неравновесного механизма, для которого характерен более жесткий спектр испускаемых нейтронов по сравнению с испарительным спектром, позволяет наблюдать обсуждаемый эффект в измеренных распределениях при высоких энергиях E_n . Впервые измерены с высокой точностью в диапазоне энергий вторичных нейтронов $E = 0.14-15$ МэВ распределения $R(E, E_n)$ при энергии первичных нейтронов $E_n = 6$ и 7 МэВ (на пороге и выше порога эмиссионного деления). Это позволило отчетливо наблюдать спектр мягких предделительных нейтронов в виде колокола (максимума) на фоне более жесткого спектра постделительных нейтронов из полностью ускоренных осколков деления.

4. На базе микроскопических расчетов плотности ядерных уровней в зависимости от деформации ядра реализовано описание сечения деления и его шансовой структуры ядра ^{232}Th , цепочки изотопов $^{233-238}\text{U}$ и ядра ^{237}Np нейтронами с энергиями $E_n \leq 20$ МэВ.

5. Впервые на основе микроскопических расчетов плотности уровней и экспериментальных данных по плотности нейтронных резонансов для актинидных ядер получена аппроксимация микроскопической плотности уровней феноменологическим вариантом ОСМ: $r(U, \tilde{a}) = \langle \tilde{c} \rangle r_{\text{ОСМ}}(U, \tilde{a}, \Delta_0)$, где $\tilde{a} = 0.084A$ МэВ $^{-1}$; $\Delta_0^2 = (\Delta_{0N}^2 + \Delta_{0Z}^2 (Z/N)^{1/3}) / (1 + (Z/N)^{1/3})$ с Δ_{0Z} и Δ_{0N} из полумикроскопических расчетов Вдовина и др.; $\langle \tilde{c} \rangle = 2.5$ для четно-четных, 1.5 нечетных и 1 нечетно-нечетных ядер.

6. Установлено, что при описании сечения деления актинидных ядер не удается полностью избежать свободных параметров и подгонки. В этой связи следует подчеркнуть значение согласованности результатов, достигнутых при описании разных экспериментальных данных. Он застраховал проведенный анализ при $E_n < 20$ МэВ от существенных неточностей и может рассматриваться как аргумент в пользу использованного в нем микроскопического подхода для расчетов плотности уровней ядер в основном и переходных состояниях.

7. Показано, что без включения механизма неравновесной (предравновесной) эмиссии предделительных нейтронов при распаде составного ядра (первый шанс деления) реализация расчетов сечения деления в области высоких энергий первичных нейтронов ($E_n > 6$ МэВ) невозможна. Влияние неравновесной эмиссии предделительных нейтронов на процесс деления быстро увеличивается с ростом E_n и E – энергиями первичных и вторичных нейтронов.

8. Впервые исследовано влияние динамических эффектов на описание сечения деления и средней множественности предделительных нейтронов при высоких энергиях возбуждения. Установлено, что в тесной связи с применимостью диффузионной модели для оценки сечения деления при высоких энергиях первичных нейтронов стоит вопрос о выборе и тестировании параметров деформированного оптического потенциала для расчета величины сечения поглощения нейтронов во входном канале реакции. Показано, что расхождение между теорией и экспериментом при высоких энергиях можно рассматривать как проявление динамических эффектов, обусловленных ядерным трением и учитываемых в рамках диффузионной модели. Введена функция затухания динамических эффектов при низких энергиях возбуждения, чтобы обеспечить непрерывность расчетных характеристик при переходе от статистического описания к динамическому. Учет динамических эффектов при

высоких энергиях нейтронов позволяет описать сечение деления и получить информацию о величине приведенного коэффициента ядерной вязкости (трения) b . Значения b , оцененные в настоящей работе, а также из анализа выхода предделительных нейтронов в реакциях с тяжелыми ионами и массово–энергетических распределений, свидетельствующих в пользу сверхкритического затухания. Сделан вывод: совместные экспериментальные исследования сечения деления и средней множественности предделительных нейтронов и их взаимосогласованный анализ в реакциях с нейтронами и легкими заряженными частицами может оказаться весьма плодотворным как для тестирования диффузионной модели, так и для ее “стыковки” со статистическим описанием при низких энергиях.

9. Впервые разработан комбинированный «экспериментально-теоретический» метод определения абсолютной плотности уровней в достаточно широком диапазоне энергий возбуждения $U \leq 10$ МэВ, в котором параметры Δ_0 и \tilde{a} находятся из анализа экспериментальных спектров нейтронов (p,n) , а остальные задаются теоретической моделью ОСМ. Показано, например, что описание испарительной компоненты спектров нейтронов в рамках ОСМ является более полным и адекватным, чем в модели ферми-газа, широко использовавшейся в прошлом при анализе нейтронных спектров. МФГ дает слишком грубое описание при низких энергиях возбуждения ($U < U_c$), и в этих случаях от ее использования желательно воздерживаться. Хотя соотношения ОСМ более сложные, число параметров, подлежащих определению при анализе экспериментальных данных, остается таким же, как при ферми-газовом описании. Удовлетворительное описание равновесных спектров в широком диапазоне энергий падающих и вылетающих нейтронов, возможность оценки важных физических параметров ОСМ, реалистичность самой модели говорят за ее широкое применение при анализе экспериментальных данных.

10. Проведено тестирование обобщенной сверхтекучей модели (ОСМ):

– на основе последних и наиболее информативных экспериментальных данных о спектрах нейтронов их отдельных осколков спонтанного деления ^{252}Cf . Эта задача, если не считать приближенную оценку коллективных и оболочечных эффектов в других работах, поставлена и решена впервые. Определен асимптотический параметр плотности уровней $\tilde{a}(A)/A = a_{\text{МНД}} = 0.082$ МэВ $^{-1}$;

– на основе данных об энергетической зависимости вероятности деления сферических ядер в районе Pb. Получено значение $a_{\text{ДСЯ}} = 0.086$ МэВ $^{-1}$;

– установлено, что три независимых источника экспериментальной информации об \tilde{a} -

параметре: $a_{\text{МНД}}=0.082 \text{ МэВ}^{-1}$ – из анализа спектров МНД в рамках ОСМ, значение $a_{\text{ПНР}}=0.093 \text{ МэВ}^{-1}$ – из подгонки соотношений ОСМ для плотности уровней к экспериментальным данным для плотности нейтронных резонансов, и значение $a_{\text{ДСЯ}}=0.086 \text{ МэВ}^{-1}$ – из анализа энергетической зависимости вероятности деления сферических ядер в районе Pb согласуются, в пределах погрешностей, с теоретическими оценками этого параметра $a = \tilde{a} / A = a_{\text{ВС}} = 0.090 \text{ МэВ}^{-1}$ для одночастичных уровней потенциала Вудса–Саксона. Это согласие показывает, что все основные представления о структуре возбужденных состояний ядер достаточно полно отражены в феноменологическом варианте ОСМ плотности ядерных уровней. Стандартный вариант систематики МФГ приводит к значению $a_{\text{ФГ}}=0.154 \text{ МэВ}^{-1}$, которое значительно превышает теоретические результаты.

11. Впервые выполнена экспериментальная проверка представлений о затухании $K_{\text{рот}f}(U)$ для переходного состояния:

- показано, что энергетическая зависимость числа делительных каналов, восстановленная из экспериментальных массовых распределений для деления ^{201}Tl , возбуждаемого в реакции $^{197}\text{Au}(a, f)$, хорошо согласуется с описанием в рамках ОСМ. Получено значение $\tilde{a}_f / A = 0.09 \text{ МэВ}$, согласующиеся как с систематикой ПНР, так и с анализом околороговой делимости;

- полученное описание не нуждается в учете ни затухания $K_{\text{рот}f}(U)$, ни заметных различиях параметров \tilde{a}_f и \tilde{a}_n .

Результаты анализа полученных экспериментальных данных по спектрам МНД актинидных ядер позволили сделать следующие выводы.

12. Показано, что форма наблюдаемых энергетических распределений $R(E, E_n)$ для $E_n=6, 7 \text{ МэВ}$ воспроизводится результатами расчета в рамках традиционной модели двух источников нейтронов. В рамках этой модели:

- установлено, что верхняя граница спектра предделительных нейтронов реакции $(n, n'f)$ при низких E_n связана с обрезанием испарительной компоненты нейтронов реакции (n, n') при пороговой энергии $E = E_1^{\text{th}} = E_n - E_{fA-1}$, в то время как при высоких E_n с обрезанием спектра предравновесных нейтронов;

- показано, что ступенчатое изменение экспериментальной зависимости $\bar{n}_{\text{exp}}(E_n)$ при изменении энергии первичных нейтронов E_n от 6 до 7 МэВ связано с появлением источника предделительных нейтронов при $E_n \geq 6 \text{ МэВ}$;

- впервые объяснено, почему эффект сильнее проявляется в $\bar{n}(E_n)$ при переходе от 6 до 7 МэВ для ядра ^{232}Th , чем в аналогичных величинах для ^{235}U , ^{238}U , ^{237}Np ;

– установлено, что модель двух источников МНД согласуется с экспериментальной зависимостью $\bar{n}(E_n)$ для исследуемых ядер вплоть до энергии $E_n=8-9$ МэВ, но при более высоких энергиях $E_n > 9$ МэВ экспериментальные точки располагаются выше расчетной кривой.

13. Впервые на основе систематического анализа экспериментальных отношений $R(E, E_n)$ при $E_n > 13$ МэВ выявлено следующее:

– форма экспериментальных распределений в низкоэнергетической части не описывается результатами расчета в рамках модели двух источников;

– имеется избыточный выход мягких нейтронов $E < 2$ МэВ в экспериментальных спектрах по сравнению с тем, что дает расчет;

– показано, что систематика средних энергий мгновенных нейтронов деления, основанная на соотношениях традиционной модели двух источников нейтронов при эмиссионном делении, которая согласуется с экспериментальными данными $\bar{E}(E_n)$ для $E_n=6$ и 7 МэВ, дает более высокие значения средней энергии по сравнению с результатами эксперимента для $E_n > 13$ МэВ.

14. Предложено включить в описание третий источник МНД с мягким энергетическим спектром нейтронов для согласования экспериментальной информации о $R(E, E_n)$ и $\bar{n}(E_n)$ при $E_n > 9$ МэВ с результатами теоретического анализа. Впервые в качестве третьего источника рассмотрена возбужденная система сформировавшихся осколков до их разделения и в рамках статистической модели получены соотношения для спектра нейтронов эмиссии из такой системы. Проведен анализ энергетических распределений $R(E, E_n)$, средних энергий $\bar{E}(E_n)$ и средней множественности $\bar{n}(E_n)$ в рамках модели трех источников и сделаны выводы:

– учет третьего источника нейтронов позволяет объяснить наблюдаемую форму энергетических распределений для $E_n > 13$ МэВ в области низких энергий $E < 2$ МэВ для всех исследуемых ядер;

– систематика средних энергий мгновенных нейтронов деления на основе модели трех источников согласуется с экспериментальными данными $\bar{E}(E_n)$ при $E_n > 13$ МэВ;

– учет третьего источника существенно улучшает согласие расчета с данными эксперимента по средней множественности мгновенных нейтронов деления $\bar{n}_{\text{exp}}(E_n)$ при $E_n > 9$ МэВ.

ОСНОВНЫЕ ПУБЛИКАЦИИ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

1. Бойков Г. С., Дмитриев В. Д., Кудяев Г. А., Остапенко Ю.Б., Свирин М. И., Смиринкин Г. Н. Спектры нейтронов при эмиссионном делении ядер. Труды Междунар. конф. “Деление ядер - 50 лет”, Ленинград, 16-20 октября 1989. Т.2. С.525–532 (С.-Петербург, 1992).
2. Бойков Г. С., Дмитриев В. Д., Кудяев Г. А., Свирин М. И., Смиринкин Г. Н. Спектры нейтронов при делении ^{235}U нейтронами энергией 2.9 и 14.7 МэВ// АЭ. 1990. Т. 69. С. 23–27.
3. Boykov G. S., Dmitriev V.D., Kudyaev G. A., Ostapenko Yu. B., Svirin M. I., Smirenkin G. N. New data on prefission neutrons // *Z. Phys. A*. 1991. V. 340. P. 79–84.
4. Бойков Г. С., Дмитриев В. Д., Кудяев Г. А., Остапенко Ю. Б., Свирин М. И., Смиринкин Г. Н. Спектр нейтронов при делении ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U нейтронами с энергией 2.9 и 14.7 МэВ (ниже и выше порога эмиссионного деления)// ЯФ. 1991. Т. 53. С. 628–648.
5. Boykov G. S., Dmitriev V.D., Kudyaev G. A., Ostapenko Yu. B., Svirin M. I., Smirenkin G. N. New data on prefission neutrons from 14.7 MeV neutron-induced fission // *Nuclear Data for Science and Technology (Five papers from USSR authors)*. Vienna: IAEA. 1993. INDC(CCP)-352.
6. Boykov G. S., Dmitriev V. D., Kudyaev G. A., Maslov V. M., Ostapenko Yu. B., Svirin M. I., Smirenkin G. N. Peculiarities in the neutron spectra accompanying neutron-induced emission fission of actinide nuclei// *Ann. Nucl. Eng.* 1994. V. 21. P. 585–588.
7. Бойков Г. С., Дмитриев В. Д., Свирин М. И., Смиринкин Г. Н. Спектры нейтронов при делении ^{237}Np с энергией 2.9 и 14.7 МэВ// ЯФ. 1994. Т. 57. С. 2126–2136.
8. Смиринкин Г. Н., Ловчикова Г. Н., Труфанов А. М., Свирин М. И., Поляков А. В., Виноградов В. А., Дмитриев В. Д., Бойков Г. С. Измерение энергетических спектров нейтронов, сопровождающих эмиссионное деление ядер ^{238}U // ЯФ. 1996. Т. 59. С. 1934–1939.
9. Свирин М. И., Ловчикова Г. Н., Труфанов А. М. Особенности формы спектров нейтронов, сопровождающих эмиссионное деление ^{238}U нейтронами// ЯФ. 1997. Т. 60. С. 818–832.
10. Lovchikova G.N., Trufanov A.M., Svirin M.I., Polyakov A.V., Vinogradov V. A., Dmitriev V.D., Boykov G. S. Features of the neutron spectra accompanying the fission of actinide nuclei // In *Proceedings of the XIV International Workshop on Nuclear Fission Physics, Obninsk, 12–15 Oct. 1998 (Obninsk, 2000)*. P. 72–82.
11. Труфанов А. М., Ловчикова Г. Н., Свирин М. И., Поляков А. В., Виноградов В. А., Дмитриев В. Д., Бойков Г. С. Исследование спектров нейтронов при вынужденном делении ядер ^{238}U быстрыми нейтронами с энергиями 5.0 и 13.2 МэВ// ЯФ. 2001. Т. 64. С. 3–10.
12. Ловчикова Г. Н., Труфанов А. М., Свирин М. И., Виноградов В. А. Эмиссия нейтронов из реакции $^{232}\text{Th}(n, n'f)$ // ЯФ. 2004. Т. 67. С. 914–924.
13. Ловчикова Г. Н., Труфанов А. М., Свирин М. И., Виноградов В. А., Поляков А. В. Спектры и средние энергии мгновенных нейтронов деления ^{238}U при энергии первичных нейтронов $E_n < 20$ МэВ// ЯФ. 2004. Т. 67. С. 1270–1287.

14. Сви́рин М. И., Труфанов А. М. Средние энергии мгновенных нейтронов деления ^{235}U при энергии первичных нейтронов $E_n < 20$ МэВ // ЯФ. 2007. Т. 70. С. 656–670.
15. Сви́рин М. И. Форма спектров и средние энергии мгновенных нейтронов деления ^{237}Np при энергии первичных нейтронов $E_n < 20$ МэВ // ЯФ. 2008. Т. 71. С. 1725–1741.
16. Сви́рин М.И. Систематика средней энергии и средней множественности мгновенных нейтронов деления ^{232}Th // ЯФ. 2012. Т.75. Р.1544–1568.
17. Кудяев Г.А., Остапенко Ю.Б., Сви́рин М.И., Смиренкин Г.Н., Пашкевич В.В. Исследование сечений деления нейтронами изотопов урана // Труды Междунар. конф. Деление ядер – 50 лет, Ленинград, 16-20 октября 1989. Т.2. С. 143-149.
18. Кудяев Г. А., Остапенко Ю. Б., Пашкевич В. В., Сви́рин М. И., Смиренкин Г.Н. Описание и анализ шансовой структуры сечения эмиссионного деления $^{233-238}\text{U}$ нейтронами // ЯФ. 1993.Т. 56. С. 51–73.
19. Сви́рин М. И. Статистические и динамические аспекты описания сечения деления ^{238}U нейтронами в диапазоне энергий $E_n=1-55$ МэВ // ЯФ. 2000. Т.64. С.1660–1672.
20. Сви́рин М. И. Статистические и динамические аспекты описания делимости доактинидных и актинидных ядер // ЭЧАЯ. 2010. Т. 41. С. 522–606.
21. Сви́рин М. И., Смиренкин Г. Н. Анализ испарительных спектров нейтронов в обобщенной сверхтекучей модели ядра // ЯФ. 1988. Т. 47. С. 84-94;
22. Сви́рин М. И., Смиренкин Г. Н. Испарительные спектры нейтронов и плотность ядерных уровней // Нейтронная физика. Матер. I Междунар. конф., Киев, 1987. М.: ЦНИИАтоминформ, 1988. Т.2. С.65–69.
23. Сви́рин М. И., Смиренкин Г. Н. Исследование плотности уровней ядер в районе $Z=50$ // ЯФ. 1988. Т. 48. С. 682-693.
24. Svirin M. I., Smirenkin G. N. Nuclear level density at $A=110-125$ // Proc. Int. Conf. in Nuclear Data for Science and Technology. Mito JAERI, 1988. P. 763-766.
25. Сви́рин М. И., Смиренкин Г. Н., Хамбш Ф.-Ю. Спектры нейтронов деления и плотность ядерных уровней (тестирование обобщенной сверхтекучей модели) // ЯФ. 1996. Т. 59.С. 965-975.
26. Кудяев Г. А., Остапенко Ю. Б., Сви́рин М. И., Смиренкин Г. Н. Об одной возможности определения асимптотического параметра плотности уровней // ЯФ. 1988. Т.47. С.341-347.
27. Растопчин Е. М., Остапенко Ю. Б., Сви́рин М.И., Смиренкин Г.Н. Влияние поверхности ядра на плотность уровней и вероятность деления //ЯФ. 1989. Т. 49. С. 24-32.
28. Растопчин Е. М., Кудяев Г. А., Остапенко Ю. Б., Пашкевич В. В., Сви́рин М. И., Смиренкин Г. Н. Статистическое описание эмиссии нейтронов и деления при низких возбуждениях и угловых моментах. Труды Междунар. конф. “Деление ядер - 50 лет”, Ленинград, 16-20 октября 1989. Т.1. С.393-400 (С.-Петербург, 1992).
29. Растопчин Е. М., Сви́рин М. И., Смиренкин Г. Н. Тестировка основных феноменологических моделей плотности уровней ядер // ЯФ. 1990. Т.52. С. 1258-1272.
30. Растопчин Е. М., Мульгин С.И., Остапенко Ю. Б., Пашкевич В. В., Сви́рин М. И., Смиренкин Г. Н. Статистические и динамические аспекты описания делимости доактинидных ядер // ЯФ. 1991. Т.53. С.1200–1224.

31. Растопчин Е. М., Свирин М. И., Смиренин Г. Н. О вкладе ротационных мод в плотность уровней ядер $A \leq 150$ // ЯФ. 1992. Т. 55. С. 310–317.

32. Свирин М. И. Тестирование основных феноменологических моделей плотности уровней ядер // ЭЧАЯ. 2006. Т.37. С.901–982.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Васильев Ю. А., Замятнин Ю. С., Ильин Ю. И. и др. Измерение спектров и среднего числа нейтронов при делении ^{235}U , ^{238}U нейтронами с энергией 14.3 МэВ// ЖЭТФ. 1960. Т. 38. С. 671–684.

2. Васильев Ю. А., Замятнин Ю. С., Сиротинин Е. И. и др. Спектры и среднее число нейтронов при делении ^{232}Th , ^{233}U нейтронами с энергией 14.3 МэВ// Физика деления атомных ядер. М.: Госатомиздат, 1962. С. 121–126.

3. Strutinsky V. M. Shell effects in nuclear masses and deformation energies // Nucl. Phys. 1967. V. 95. P.420–442.

4. Strutinsky V. M. “Shells” in deformed nuclei // Nucl. Phys. 1968. V.122. P.1–33.

5. Pashkevich V. V. On the asymmetric deformation of fissioning nuclei // Nucl. Phys. A. 1971. V.169. C.275–293.

6. Пашкевич В. В. Структура барьера деления ядер в районе тория. Междунар. школа-семинар по физике тяжелых ионов. Дубна 1983. Д7-83-644. С.405–419.

7. Dossing T., Jensen A. S. Nuclear level densities with collective rotations included // Nucl. Phys. 1974. V. 222.P.493–511.

8. Егоров С.А., Рубченя В. А. Расчет плотности уровней актинидных ядер комбинаторным методом // ЯФ. 1989. Т.49. С.1580–1587.

9. Вдовин А. И., Комов А. Л., Молов Л. А. Исследование парных корреляций сверхпроводящего типа в ядрах с $A > 100$ с использованием потенциала Вудса-Саксона // Препринт ОИЯИ Р4-5126. Дубна, 1970.

10. Myers W. D., Swiatecki W. J. Nuclear masses and deformations // Nucl. Phys. 1966. V.81. P.1–60.

11. Myers W. D., Swiatecki W. J. Anomalies in nuclear masses // Ark. Fysik. 1967. V.36. P.343–352.

12. Björnholm S., Lynn J. E. The double-humped fission barrier // Rev. Mod. Phys. 1980. V.52. P. 725–931.

13. Howerton R. J. \bar{n} Revisited // Nucl. Sci. Eng. 1977. V.62. P.438–454.

14. During I., Marten H., Ruben A., Seeliger D. Systematics of fission neutron data // Nuclear Data for Neutron Emission in the Fission Process (Proc. Consult. Meeting, Vienna, Austria, 1990) Vienna: IAEA, 1991. INDC(NDS)-251/L. P.159–181.

15. Madland D.G., Nix L.R. New calculation of prompt fission neutron spectra and average prompt neutron multiplicities // Nucl. Sci. Eng. 1982. V. 81. P 213–271; Madland D.G. Theoretical descriptions of neutron emission in fission // INDC(NDS)-251. IAEA. Vienna. 1991. P.201–231.