

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ – ФИЗИКО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

На правах рукописи

СВИРИН МИХАИЛ ИВАНОВИЧ

ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРОВ МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ
ДЕЛЕНИЯ АКТИНИДНЫХ ЯДЕР

01.04.16 – физика атомного ядра и элементарных частиц

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени доктора

физико–математических наук

ОБНИНСК – 2014 г.

О Г Л А В Л Е Н И Е

	стр.
ВВЕДЕНИЕ	5
ГЛАВА I. ПОСТАНОВКА И РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА	
§1.1. Детектор осколков деления	29
§1.2. Детектор нейтронов	30
§1.3. Метод измерения	35
§1.3.1. Угловая корреляция «нейтронов из осколков – бомбардирующая частица»	37
§1.3.2. О форме спектра стандарта	41
§1.4. Спектры нейтронов при делении ядер ^{232}Th , $^{235,238}\text{U}$, ^{237}Np нейтронами с энергией 2.9 и 14.7 МэВ	44
§1.4.1. О форме спектров нейтронов деления в реакции (n, f)	48
§1.4.2. Качественное обсуждение спектров нейтронов эмиссионного деления ^{232}Th , $^{235,238}\text{U}$, ^{237}Np при $E_n = 14.7$ МэВ	51
§1.5. Спектры нейтронов эмиссионного деления ^{232}Th при $E_n = 14.6$ и 17.7 МэВ	53
§1.6. Спектры нейтронов деления ^{238}U при $E_n = 5, 6, 7, 13.2, 16$ и 17.7 МэВ	56
ГЛАВА II. ОПИСАНИЕ И АНАЛИЗ ШАНСОВОЙ СТРУКТУРЫ СЕЧЕНИЯ ДЕЛЕНИЯ АКТИНИДНЫХ ЯДЕР	
§2.1. Статистический подход при описании делимости ядер	64
§2.2. Делимость ядер в диффузионной модели	67
§2.3. Входной канал. Механизмы распада	78
§2.4. Плотность ядерных уровней. Выбор объекта для шансового анализа	81
§2.5. Полумикроскопические расчеты энергии деформации и плотности ядерных уровней. Примеры приложений	93
§2.6. Анализ сечений эмиссионного деления изотопов	

урана в области $E_n < 20$ МэВ, $x < 3$	100
§2.7. Описание сечения деления ^{237}Np и ^{232}Th	108
§2.8. Экстраполяция в область глубокоэмиссионного ($E_n < 40$ МэВ, $x < 7$) деления	112
§2.9. Включение затухания ротационной моды и динамических эффектов при описании сечения деления актинидных ядер на примере изотопа ^{238}U	114
 ГЛАВА III. ТЕСТИРОВАНИЕ МОДЕЛЕЙ ПЛОТНОСТИ УРОВНЕЙ ЯДЕР	
§3.1. Систематики плотности уровней. Анализ плотности нейтронных резонансов.	130
§3.2. Анализ испарительных спектров нейтронов (p,n) – реакций . . .	149
§3.3. Спектры нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf и плотность ядерных уровней	176
§3.4. Анализ делимости ядер	192
§3.5. Трудности обобщенной сверхтекучей модели плотности уровней ядер	201
 ГЛАВА IV. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ	
§4.1. Основные соотношения модели двух источников МНД	224
§4.2. Модель трех источников МНД	228
§4.3. Описание спектров деления ^{238}U при $E_n = 6$ и 7 МэВ	234
§4.4. Особенности формы спектров нейтронов, сопровождающих эмиссионное деление при $E_n > 13$ МэВ	244
§4.5. Угловая зависимость спектров нейтронов деления	255
§4.6. Мягкие нейтроны в дваждыдифференциальных выходах нейтронов	259
§4.7. Средняя множественность мгновенных нейтронов деления	263
§4.8. Зависимость средней энергии МНД $\bar{E}(E_n)$ от энергии первичных нейтронов E_n	268

§4.9. Сравнения $\bar{E}(E_n)$ с другими оценками этой величины	275
§4.10. Сравнение с данными о средних энергиях МНД в реакции под действием протонов	278
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	282
ЛИТЕРАТУРА	290

ВВЕДЕНИЕ

Эмиссия нейтронов и процесс деления являются преобладающими способами распада возбужденных тяжелых ядер. С ростом энергии возбуждения эмиссия нейтронов становится множественной, а, наряду с делением исходного составного ядра A , энергетически возможным деление остаточных ядер $A-x$ после испускания одного $x=1$ или нескольких нейтронов $x=2, 3, \dots$. Процесс деления 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 возбужденных осколков деления ядер $A, A-1, A-2$ и т.д. – постделительными.

До порога эмиссионного деления, в измеренных спектрах и в 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 или 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 процесс деления.

Широко используемым методом изучения энергетических распределений мгновенных нейтронов при вынужденном и спонтанном

делении ядер является спектрометрия нейтронов по времени пролета. Нейтроны регистрируются в совпадении с осколками, и измеряется время пролета нейтрона. В реакциях деления под действием заряженных частиц, например, протонов, альфа-частиц [1, 2], тяжелых ионов [3, 4] наиболее чувствительным и распространенным способом экспериментального изучения предделительных нейтронов является измерение спектров нейтронов под разными углами γ к направлению разлета осколков или, иначе, дваждыдифференциальных выходов нейтронов $d^2\bar{n}(E,\gamma)/dEd\Omega$.

В этом подходе используется большая разница в угловых распределениях предделительных (ПРН) и постделительных (ПСН) нейтронов: эмиссия ПРН почти изотропна в л.с., вылет ПСН, напротив, сильно коррелирует с направлением движения осколков, скорость которых сравнима со скоростью нейтронов. Например, при делении ядер тепловыми нейтронами или спонтанном делении выходы ПСН под углами 0° (180°) и 90° различаются более чем в 4 раза. Пользуясь итерационным алгоритмом [2] спектры скоростей нейтронов можно разложить на две компоненты, одна из которых соответствует предделительным нейтронам, испускаемым возбужденными ядрами до того, как они утрачивают свою целостность, а другая – нейтронам из полностью ускоренных осколков деления.

К сожалению, для реакции деления быстрыми нейтронами экспериментальная реализация такого подхода связана с большими трудностями. Имеется лишь единственная работа [5], в которой изучались спектры нейтронов при делении ядер ^{235}U нейтронами с энергией 14.3 МэВ для трех углов $\gamma = 0^\circ$ (с учетом углового распределения $\gamma = 15^\circ$), 45° и 90° .

Таким образом, предделительные и постделительные компоненты мгновенных нейтронов деления (МНД) сильно различаются по своим свойствам – и по форме самих спектров, и по виду угловых распределений нейтронов относительно направления разлета осколков. Используя последнее свойство для разделения этих компонент, например в измерениях [5, 6], достичь достаточной статистической точности в нужном диапазоне

энергий вторичных нейтронов E даже для наиболее интенсивных источников первичных нейтронов $E_n=14\div 15$ МэВ, как следует из работы [5], нелегко.

Рост энергии бомбардирующих частиц сопровождается также увеличением вклада неравновесных механизмов реакций, ужестчающих 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 было наблюдено на фоне стандартного спектра постделительных нейтронов при делении ^{235}U присутствие жесткой неравновесной компоненты, связанной с предделительными нейтронами реакций $(n, n'f)$ и $(n, 2n'f)$ [7, 8].

В работах [9, 10] было 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 ПРН. Первоначально нацеленные преимущественно на удовлетворение практических потребностей, эти эксперименты в дальнейшем приобрели значительный физический интерес.

Новый факт был установлен нами при совместном экспериментальном изучении отношений $R(E, E_n) = N(E, E_n) / N_{\text{Cf}}(E)$ интегральных по углу u 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 $N_{\text{Cf}}(E)$ спонтанного деления ^{252}Cf [7–12]. Он состоит в наблюдении двух важных эффектов, которые не удавалось ранее выявить из-за недостаточной точности измерений и упрощенных модельных подходов при анализе результатов опыта. Здесь 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) [7–17].

Научный аспект проведенных исследований связан 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 8–9 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 [9, 10, 18]. Отметим, что с избытком мягких нейтронов столкнулись еще в работах по эмиссионному делению [19, 20]. Нами было также установлено, что эта модель согласуется с экспериментальной зависимостью средней множественности мгновенных нейтронов деления $\bar{\nu}(E_n)$ 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 [17, 21, 22].

Вопрос о природе указанных отступлений в первом случае был выяснен в [7–10]. 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 в [23], 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 согласия расчета с данными эксперимента по средней множественности МНД $\bar{n}(E_n)$ при $E_n > 9$ МэВ [14–17, 21, 22].

Остановимся на некоторых особенностях реакции деления. Деление – один из наиболее сложных ядерных процессов, и поэтому выбор объектов исследования, позволяющих упростить ситуацию, является важным фактором в физике деления. Это относится ко всем характеристикам реакции, прежде всего к потенциальной энергии деформации

$$V(\mathbf{a}) = \tilde{V}(\mathbf{a}) + dW(\mathbf{a}) \quad (1)$$

В (1) $\tilde{V}(\mathbf{a})$ – гладкая макроскопическая составляющая, отвечающая капельной модели, т.е. однородному распределению нуклонов, $dW(\mathbf{a})$ – оболочечная поправка. Капельная модель – фундамент физики деления и вообще "энергетики" ядер. К сожалению, пока нет единого подхода к вычислению $\tilde{V}(\mathbf{a})$, а существуют варианты модели, отличающиеся учетом разных макроскопических свойств реальных ядер. Простейший из них – модель жидкой капли (МЖК) с резким краем, на которую опирались основополагающие работы по теории деления [24, 25]. В них форма аксиально-симметричного ядра описывалась рядом из полиномов Лежандра с коэффициентами a_i ($i=2,3,\dots, n$) – независимыми деформациями, а энергия деформации $\tilde{V}(\mathbf{a})$ есть гиперповерхность в пространстве деформаций a_2, \dots, a_n , имеющей форму многомерного седла. Особенностью функции $\tilde{V}(\mathbf{a})$ является наличие седловой точки $\mathbf{a} = \tilde{\mathbf{a}}_{sp}$ или точки безусловного экстремума, в которой она имеет по всем координатам a_i ($i > 2$) минимум, а по квадрупольной деформации a_2 , ответственной за общее удлинение ядра, максимум. Это означает, что на поверхности $\tilde{V}(\mathbf{a})$ существует долина, дну которой принадлежит и седловая точка, являющаяся его наивысшей точкой, и соответствует $a_{2m+1} = 0$, т.е. в МЖК энергетически выгодно симметричное деление.

Выбирая за начало отсчета энергии, ее значение в основном состоянии МЖК

$\tilde{a}_g = 0$, определим высоту барьера в ней как

$$\tilde{E}_f = \tilde{V}(\tilde{a}_{sp}) - \tilde{V}(0) = E_{so}x(y) \sim (1-y)^3, \quad (2)$$

где $y = E_{co} / 2E_{so} \sim Z^2 / A$ – параметр делимости, $E_{co} \sim Z^2 / A^{1/3}$ и $E_{so} \sim A^{2/3}$ кулоновская и поверхностная энергии исходной сферы в МЖК, $x(y)$ – безразмерная функция [26], свидетельствующая грубой оценкой в (2) о сильной падающей y - зависимости \tilde{E}_f .

Уравнение (2) с экспериментальными данными уже в 50–60-е годы выявило расхождения, которые пытались устранять, и не без успеха, феноменологически учитывая влияние оболочек на энергию основного состояния $V(a_g)$ [27], как в формуле масс ядер, – поправкой

$$dW_g = M - M_{\text{МЖК}}, \quad (3)$$

где M и $M_{\text{МЖК}}$ – экспериментальная и модельная массы ядер, соответственно [28–30]. Это даёт взамен (2)

$$E_f = \tilde{E}_f - dW_g + dW_f - \frac{\mathbf{hw}_g}{2}, \quad (4)$$

где dW_f – поправка, которая по аналогии с (3), вводилась для седловой точки, $\mathbf{hw}_g/2$ – энергия нулевых колебаний, на которую основное состояние приподнято над дном ямы при $a = a_g$. При этом необходимо иметь в виду, что поправки в (4)

$$dW_g = V(a_g) - \tilde{V}(0) \quad dW_f = V(a_{sp}) - \tilde{V}(\tilde{a}_{sp}) \quad (5)$$

не совпадают с оболочечными поправками соответственно $dW(a_g)$ и $dW(a_{sp})$ из (1). Поправкой dW_f в (4), как правило, пренебрегали.

Соотношения (3) и (4), явившиеся исходным пунктом в интерпретации и анализе зависимости $E_f(Z, A)$ [27, 31, 32] стали в свою очередь основой для определения параметров феноменологического описания масс ядер [29, 30, 33, 34]. В связи с этим желательны дополнительные пояснения. Предположение $dW_f = 0$ ставшее традиционным для всего круга отмеченных работ данного

направления, как выяснилось в дальнейшем, неудовлетворительно в области актинидов, но вполне приемлемо для доактинидов в районе Pb и легче. Согласно анализу массовых распределений осколков в [35], $|dW_f| \leq 1$ МэВ, т.е. меньше 5% E_f , тогда как вторым слагаемым (1) в области Fm формируется почти весь барьер. Именно поэтому при описании масс ядер используются экспериментальные значения E_f из благоприятной области доактинидных ядер.

Параллельно феноменологическому учету влияния оболочек шло создание метода оболочечной поправки, и на его приложениях нетрудно показать, насколько теоретическое решение может быть физически богаче самой удачной феноменологии. При этом феноменологический метод как техническое средство эффективнее, и по точности определения величин, для описания которых развит, например, масс, барьеров в области доактинидов, существенно превосходит метод оболочечной поправки. Расчеты $dW(a)$ для достаточно простой параметризации формы и энергии ядра, основанные на реалистических спектрах одночастичных состояний, привели к установлению, что полная энергия деформации $V(a)$ в области практически наиболее важных ядер Th – Cm имеет два горба – внутренний \dot{A} и внешний \dot{B} – с минимумом (второй ямой) между ними (см. ниже). Произошло открытие двугорбой формы барьера деления тяжелых ядер, давшее новый стимул в развитии ряда направлений ядерной физики. В частности, физика деления преодолела трудности в объяснении множества экспериментальных фактов, прежде ставивших её в тупик. Среди них явление спонтанно-делящихся изомеров (изомерии формы), вибрационных резонансов и grosструктуры нейтронных резонансов в подбарьерных сечениях деления, аномальной $y \sim Z^2/A$ - зависимости наблюдаемых порогов делений и угловой анизотропии осколков [25, 36–40]. Не меньшую роль сыграли предсказания: острова стабильности в трансфермиевой области [41], трехгорбой формы барьера деления в районе тория [42] и др.

Согласование расчетных и экспериментальных барьеров, точнее высот его горбов, E_{fA} и E_{fB} , привело к усложнению параметризации формы ядра в сравнении с основополагающими работами [25]. В частности, выяснилось, что

ядру энергетически выгодно нарушить аксиальную симметрию на горбе $\overset{\cdot}{A}$ [43, 44] и зеркальную симметрию на горбе $\overset{\cdot}{B}$ [45, 46], и что в обоих случаях улучшается согласие с экспериментальными данными о барьерах [40–42, 44, 47, 48]. Для ядер в окрестности Th, как уже отмечалось, это привело к появлению третьей ямы на вершине горба $\overset{\cdot}{B}$. В свою очередь, существованием этой новой структурной особенности барьера деления открывался бы путь к преодолению так называемой ториевой аномалии [40, 42].

С уменьшением параметра u происходит смещение жидко-капельной седловой деформации \tilde{a}_{sp} до критической величины, где наступает разрыв делящегося ядра. Оно приводит к монотонному уменьшению разности высот горбов $E_{fA} - E_{fB}$, положительному в области трансуранов и отрицательному у более легких ядер. С изменением нуклонного состава ядра картина меняется так быстро, что при делении ядер Ra и Ac, ближайших соседей с ядром Th в периодической системе, барьер можно рассматривать как эффективно одногорбый [49, 50]. Это тем более верно в уже обсуждавшемся случае более легких доактинидов вследствие роста \tilde{E}_f с уменьшением u в (2).

Выше речь шла об изменениях потенциальной энергии, связанных с деформацией ядра в направлении деления (в основном a_2). Затронем вопрос о роли масс (зеркально) - асимметричной деформации (в основном a_3), важный в области легких актинидов и ещё более легких ядер, у которых внешний горб становится преобладающим по высоте. У этих ядер в широком интервале деформаций a_2 от второго минимума до точки разрыва имеются три минимума $V(a)$ в направлении деформации a_3 - при $a_3 \equiv 0$ и $a_3 \neq 0$ обоих знаков [45]. С соответствующими им долинами $V(a)$, которые отличаются многими характеристиками, в частности, параметрами седловых точек a_{sp}^i , $V(a_{sp}^i)$, E_f^i , связаны две основные моды деления – симметричная и асимметричная ($i = s$ и a) [45, 48, 50, 51]. Разница высот барьеров симметричного и асимметричного

деления $E_f^s - E_f^a$, как и разница высот горбов $\overset{\prime}{A}$ и $\overset{\prime}{B}$, быстро меняется с нуклонным составом: в районе Ra она положительна ($E_f^s - E_f^a > 0$), в районе Pb отрицательна ($E_f^s - E_f^a < 0$) [51]. Ожидается, что в первом случае масс-симметричная седловая точка аксиально-асимметричная [48]. Происхождение долинной структуры барьера деления, как и двугорбой или трехгорбой, обусловлено осцилляциями второго слагаемого в (1). Только эти осцилляции направлены не по основной делительной координате, а по масс-симметричной [45, 51].

Таким образом, осцилляции $dW(a)$ с деформацией a сильно усложняют форму барьера и механизм самого процесса деления [25, 40]. В силу этого с переходом от тяжелых ядер-актининов, у которых слагаемые (1) сравнимы, к доактинидам, точнее ядрам в районе Pb и легче, у которых в седловой точке $\tilde{V}(a) \gg |dW(a)|$, существенно упрощается сама картина деления, а с нею и анализ многих экспериментальных данных [32, 51].

Важнейшей характеристикой $V(a)$, определяемой экспериментально из анализа зависимости наблюдаемых сечений $\sigma_f(E^*)$ от энергии возбуждения E^* , является высота барьера деления $E_f = \max V(a) - \min V(a)$. Систематические исследования $\sigma_f(E^*, Z, A)$ и $E_f(Z, A)$, проводимые для разных способов возбуждения в широкой области ядер, ставят своей главной целью тестирование теоретического описания масс и энергии ядер, основу которого составляет капельная модель, или более широко – описания $V(a)$ в (1). Актуальность данной проблемы связана с феноменологическим характером обсуждаемой модели, распространением различных ее вариантов и, пожалуй, главное – недостатками экспериментальной информации о самой зависимости $E_f(Z, A)$.

В наиболее прямом и точном способе определения E_f используется особенность сечения в районе «порога» деления $E^* \cong E_f$, проявляющаяся в виде «излома» энергетической зависимости $\sigma_f(E^*)$ и обусловленная резким

падением проницаемости барьера при $E^* < E_f$. К сожалению, $S_f(E^*)$ при таких энергиях из-за роста E_f быстро падают с уменьшением Z и в результате становятся недостижимыми для измерений при $Z < 80$, $A < 200$. А именно они-то и представляют интерес для тестирования, поскольку, чем легче делящееся ядро (дальше от указанной границы), тем больше разница E_f в разных вариантах капельной модели [30, 33, 34]. В этом случае E_f определяется как параметр статистического описания плавной надбарьерной зависимости $S_f(E^*)$. Это приводит к падению точности E_f и увеличению требований к качеству теоретических расчетов. Возникающие в таком анализе трудности и факторы, влияющие на погрешности результатов, обсуждаются в [32]. Их можно уменьшить, вводя ограничения по энергии бомбардирующих частиц и вносимых ими угловых моментов.

Обширная совокупность удовлетворяющих указанным условиям экспериментальных данных о вероятности деления доактинидных ядер легкими заряженными частицами ($A_i \leq 4$) умеренных энергий ($E_i \leq 50$ МэВ) была проанализирована в [32]. Недостатки его фрагментарно обсуждались в [52–54]. На основе представленных в них соображений и результатов в [55] нами проведена критическая переоценка [32] и выработаны уточненные представления о вероятности деления доактинидов, затрагивающих как статистические, так и динамические аспекты описания.

Многие характеристики процесса деления (барьеры, вероятность деления, массовые распределения осколков) существенно зависят от нуклонного состава делящегося ядра, сильно отличаясь от закономерностей предсказываемых капельной моделью. Происхождение их связано с оболочечной структурой потенциальной энергии деформации ядра (1). Наиболее радикальные изменения происходят при переходе от доактинидов к актинидам: ядра легче Ra делятся преимущественно симметрично, обнаруживают резкий рост высоты барьера и уменьшение делимости с уменьшением Z , и, наоборот, трансактиниевые ядра вплоть до ^{258}Fm делятся преимущественно асимметрично со сравнительно слабой Z зависимостью порогов деления и делимости.

Переходная область ядер (Ra, Ac) интересна прежде всего особенностями массовых распределений осколков деления $Y(M)$ [56]. При умеренных энергиях возбуждения эти распределения имеют вид трехгорбой кривой, центральный горб которой соответствует симметричному делению $Y_s(M)$, боковые – асимметричному $Y_a(M)$. Изучение энергетической зависимости соответствующих делимостей [57, 58]

$$P_{fi}(E^*) = P_f(E^*) \sum_M Y_i(M, E^*) / \sum_M Y(M, E^*), \quad P_f(E^*) = \sum_i P_{fi}(E^*) \quad (6)$$

показало, что с изменением энергии возбуждения E^* они ведут себя так, как если бы их формирование происходило разными путями (независимыми способами) и им соответствовали разные пороги деления E_f^s и E_f^a . Из анализа распределений кинетической энергии осколков $E_{кин}$ при делении легких ядер вплоть до Pb [59] видно, что различны и средние энергии $\bar{E}_{кин}^s$ и $\bar{E}_{кин}^a$. Эти результаты естественно связать между собой и предположить, что различия двух способов (лучше «типов») деления, возникнув при прохождении барьера, «сохраняются» до точки разрыва.

Представления о двух независимых типах деления, высказанные много лет назад как эмпирическая гипотеза [56, 59, 60], в дальнейшем получили серьезную поддержку в теоретических расчетах [45, 61]. Из них следует, что из-за оболочечных эффектов многомерная поверхность потенциальной энергии как функция двух параметров деформации – зеркально-симметричной и зеркально-асимметричной – для ядер легче Th имеет две долины, с которыми естественно связать происхождение двух типов деления и их свойств (здесь и в дальнейшем понятия «зеркальная» и «массовая» асимметрия отождествляются). Более поздние и детальные расчеты, кроме того, показывают, что указанным долинам соответствуют разные по знаку параметры гексадекапольной деформации [62], а включение аксиально-асимметричных деформаций понижает зеркально-симметричную долину [48, 63].

В отличие от доактинидных ядер в области актинидов нет такого готового универсального подхода для оценки параметров используемых моделей как

феноменологическое описание масс и высот барьеров деления [29, 30, 33, 34]. Причина в том, что второе слагаемое в соотношении (1) для актинидных ядер существенным образом влияет на формирование барьера деления, а базовый теоретический подход, опирающийся на метод оболочечной поправки, не имеет для этой цели нужной точности. Например, в [64] она оценивается в 1–2 МэВ. Структура барьера деления актинидов на основе феноменологического подхода и возможность построение соответствующего описания высот горбов потенциальной энергии деформации изучалась в [40, 65, 66]. Причем в [66] дана единая систематика барьеров $E_f(Z, A)$ с сечением деления $S_f(Z, A)$ с нужной для практических целей точностью. Однако в рамках этого подхода удалось учесть только аксиально- и зеркально-симметричные деформации и его использование возможно при $Z \geq 92$ и требует определенной осторожности. Поэтому анализ экспериментальных данных обязателен для оценки $E_f(Z, A)$ в обсуждаемой области ядер. Главный источник экспериментальной информации о высотах барьера – анализ энергетической зависимости сечений деления и делимости ядер, дополнявшийся данными, полученными из анализа функций возбуждения спонтанно-делящихся изомеров и группировки сильных резонансов сечения подбарьерного деления.

При высоких энергиях возбуждения составного ядра задача анализа и описания результатов эксперимента значительно усложняется. С ростом энергии бомбардирующих нейтронов процесс деления ядер приобретает эмиссионный характер. Это явление состоит в том, что при энергиях возбуждения E^* исходного составного ядра A

$$E^* \geq E_{fA-x} + \sum_{i=1}^x B_{nA+1-i} = E_x^* \quad (7)$$

становится энергетически возможным деление его более легких изотопов $A - x$ – остаточных ядер после испускания x нейтронов. С этим фактором связано значительное усложнение самого описания сечений делений, а также расширение используемой в нём информации о барьерах деления [67– 69]. Наконец, подчеркнем, что параметры барьера деления, оказывая прямое влияние на

делительный канал распада составного ядра, косвенно влияют и на сечения, связанные со всеми конкурирующими с ним каналами: радиационного захвата (n, g) , неупругого рассеяния (n, n') , множественной эмиссии нейтронов (n, xn') , а также испускания заряженных частиц. В соотношении (7) индексами обозначены массовые числа ядер, для которых определяются высота барьера деления и энергия связи нейтрона. Вся правая часть (7) для $x=1$, т.е. $E_1^* = E_{fA-1} + B_{nA}$ определяет порог эмиссионного деления. Реакции с разными числами предделительных нейтронов часто называют шансами деления, а именно: первым шансом – деление ядра A , $(x+1)$ -м – деление ядра $A-x$.

Вступление в игру очередного x -го шанса при $E^* > E_x^*$ сопровождается подъемом сечения деления $s_f(E^*)$ на величину $s_{fA-x}(E^*)$, т.е.

$$s_f(E^*) = \sum_{x=0}^{x_{\max}(E^*)} s_{fA-x}(E^*). \quad (8)$$

В результате энергетическая зависимость вероятности деления приобретает ступенчатый характер. Конкретный вид наблюдаемого сечения деления, кроме того, будет определяться энергетическими зависимостями сечения образования составного ядра и соотношения вкладов равновесного и неравновесного механизмов взаимодействия [67, 70]. Соотношение (8) можно записать в зависимости от энергии бомбардирующих нейтронов $E_n = E^* - B_{nA}$. В этом случае порог эмиссионного деления в шкале энергии нейтрон равен E_{fA-1} .

Шансовая структура сечения деления $s_f(E^*)$ "угасает" с увеличением номера шанса x вследствие расширения распределения энергии возбуждения остаточных ядер. С этой точки зрения различные способы возбуждения, используемые для экспериментального изучения процесса деления, представляют разную ценность, причем наибольшую ценность, по-видимому, представляет возбуждение ядер нейтронами. Возможности прямых реакций с заряженными частицами ограничены областью достаточно низких возбуждений – фактически первыми двумя шансами деления [48, 71]. Реакции слияния заряженных частиц используются обычно, напротив, при более высоких энергиях, когда нет

трудностей, связанных с влиянием кулоновского барьера [32, 72]. Нейтронные реакции более универсальны в этом смысле. Они обладают и определенными преимуществами по сравнению с фотоядерными реакциями (средства монохроматизации, интенсивность источников, величина сечений, изученность механизма взаимодействия и др.). Эти преимущества сформировались в значительной степени благодаря большой практической роли нейтронных реакций.

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 $S_f(E^*)$ на $S_{fA-x}(E^*)$, нельзя корректно задать энергетическое распределение источника в цепной реакции деления. Значение предварительной эмиссии нейтронов для физики деления еще больше. Только при энергиях $E^* = E_n + B_{nA} < E_1^* = E_{fA-1} + B_{nA}$ ($E_n < E_{fA-1} \cong 6$ МэВ у актинидов) до порога эмиссионного деления наблюдаемые характеристики строго относятся к состоянию с параметрами E^* исходных ядер. При энергиях выше этого порога они являются величинами, которые усредняются по делению $x_{\max} + 1$ ядер, образующихся в результате испускания $0 \leq x \leq x_{\max}$ нейтронов.

Без знания шансовой структуры сечения деления также невозможен корректный анализ энергетической зависимости свойств 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 [67–69] и теоретической оценки сечений, для которых имеется лишь скудная или противоречивая информация.

Примеры описания сечений $S_f(E_n)$ и их шансового анализа в зависимости от энергии бомбардирующих нейтронов E_n выше порога эмиссионного деления представлены в [9, 10, 21, 22, 67–70, 72–76]. Долгое время они не выходили за рамки феноменологии и систематик, а лишь затем появились теоретические

расчеты. Большинство расчетов посвящено изучению деления нейтронами и конкретно описанию зависимости $S_f(E_n)$ в области энергий бомбардирующих (первичных) нейтронов $E_n \leq 20$ МэВ и чисел предделительных (вторичных) нейтронов $x_{\max} \leq 3$, которая "популярна" в связи с практическими потребностями и благоприятна для самого анализа.

Итак, можно констатировать определенный прогресс в обсуждаемом направлении, как, впрочем, и то, что возможности расчета для описания имеющихся экспериментальных данных и теоретических предсказаний, когда их нет, это далеко не одно и то же. Например, можно ли, получив описание наблюдаемого сечения первого шанса $S_{fA}(E_n)$ до порога эмиссионного деления, надеяться на достаточную точность экстраполяции его по энергии на 10–15 МэВ и более? Как показывают расхождения и чувствительность к вариации параметров однотипных расчетов полного сечений $S_f(E_n)$ и сечения первого шанса $S_{fA}(E_n)$ для одной реакции ($^{235}\text{U} + n$) [67, 69, 76], рассчитывать на удовлетворение этого очевидного условия шансового анализа сечений эмиссионного деления без специального исследования нельзя. Для этого нам потребовалось провести расчеты сечения деления цепочки изотопов от ^{233}U до ^{238}U [10, 68, 77]. Совместное описание сечения деления ядер A , $A-1$, $A-2$ нейтронами в области E_n , соответствующих энергиям возбуждения в реакциях (n, f) , $(n, n'f)$ и $(n, 2n'f)$, служило тем тестом, на который мы ориентировались при оценке адекватности разложения $S_f(E_n)$ на $S_{fA-x}(E_n)$.

Между тем в связи с возросшими экспериментальными возможностями измерения сечения деления до 200 МэВ [78–82] растет интерес к расчету сечений глубокоэмиссионного деления [83]. По-прежнему актуален вопрос об оценке сечений деления ядер, для которых имеется лишь скудная или противоречивая экспериментальная информация, когда задача существенно выходит за рамки простой подгонки. Чтобы ответить на вопрос, в какой мере теоретический расчет удовлетворяет указанным потребностям, выполнен анализ в нашей работе [68]. Объектом основных исследований были сечения деления изотопов урана для ядер-

мишеней от ^{233}U и до ^{238}U [68] и ^{237}Np [22], ^{232}Th [84], в традиционном диапазоне $E_n \leq 20$ МэВ. На результатах [68, 83] базируется шансовый анализ эмиссионного деления $^{238}\text{U} + n$ до 55 МэВ [77], выполненный в рамках статистической теории и диффузионной модели деления.

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).

В МФГ, ведущей начало от классической работы Бете [85], возбужденное ядро рассматривается как газ невзаимодействующих фермионов. Это предположение ведет к довольно грубому приближению в описании статистических свойств реальных ядер. Например, чтобы описать с помощью МФГ наблюдаемые четно-нечетные различия $r(U, J)$, обусловленные спариванием нуклонов, необходимо введение эмпирических поправок, чуждых самой модели. Эффекты парной корреляции нуклонов, четно-нечетные различия ядер лишь одно из проявлений которых, последовательно учитываются

сверхтекучей моделью (СМ) ядра [86, 87]. На ее основе получила развитие ОСМ [87, 88], которая, кроме того, включает в себя коллективные и оболочечные эффекты. Казалось бы, нет дилеммы в выборе между указанными моделями.

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 нашем обзоре [89] представлены результаты тестирования 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 плотности ядерных уровней $r(U, J)$ и других характеристик ядер.

Диссертация состоит из четырех глав. В первой главе излагается постановка 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.

Во второй глава рассмотрен и реализован статистический подход с использованием результатов микроскопических расчетов плотности уровней для описания сечений деления цепочки урановых изотопов $^{233-238}\text{U}$ и ядер ^{232}Th , ^{237}Np . Получена шансовая структура сечений деления для этих ядер, необходимая для анализа экспериментальных данных по спектрам и средней множественности мгновенных нейтронов деления. Рассмотрен вопрос о применимости диффузионной модели деления, на примере ^{238}U , для описания $S_f(E_n)$ при высоких энергиях $E_n > 20$ МэВ. Сделан вывод о величине коэффициента ядерного трения.

Третья глава посвящена оценке состояния вопроса о феноменологическом описании плотности уровней ядер на основе проведенного тестирования важнейших моделей – модели ферми-газа и обобщенной сверхтекучей модели, а также их модификаций. В анализе используются экспериментальные данные и результаты расчета различных характеристик, связанных с описанием плотности уровней как функции энергии возбуждения и нуклонного состава ядер.

В четвертой главе представлены результаты анализа экспериментальных данных по спектрам и средней множественности мгновенных нейтронов деления. Дается объяснение впервые обнаруженной особенности при $E \cong 8.5$ МэВ в распределениях МНД, измеренных для энергии первичных нейтронов $E_n = 14.7$ МэВ как проявление вклада неравновесного механизма в эмиссии предделительных нейтронов. Показано, что традиционная модель двух источников нейтронов при эмиссионном делении при $E_n > 13$ МэВ не воспроизводит форму экспериментальных распределений нейтронов в мягкой части спектров, а также измеренных зависимостей средней множественности МНД при $E_n > 9$ МэВ. Рассматривается модель трех источников, которая позволяет согласовать результаты модельного описания с данными эксперимента.

На защиту выносятся:

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 модели 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 нами модели трех источников нейтронов.

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) и опубликованы в работах [7–18, 21–23, 55, 68, 77, 84, 89, 133, 142–144, 169, 191, 204, 205, 234, 241, 253].

Г Л А В А I

ПОСТАНОВКА И РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

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 [90, 91] 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 (ПРН+ПСН) со спектрами ПСН. Последние в спектре нейтронов, сопровождающих эмиссионное деление ядер, служили как бы «фоном», на котором разыгрываются исследовавшиеся эффекты, связанные с испусканием ПРН.

В рассматриваемых здесь экспериментах авторы стремились к наиболее последовательной реализации относительного способа измерений — эффективного средства для преодоления различных трудностей, возникающих при решении поставленной задачи (подавления нестабильности, связанной с долговременными измерениями спектров, определения эффективности регистрации вторичных нейтронов и др.).

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 [9–12].

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 [14, 16] и ^{238}U при 5 МэВ (ниже) и 13.2, 16.0, 17.7 МэВ (выше порога реакции $(n,n'f)$) [13, 15].

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 ЭГП–10М в ФЭИ, в диапазоне энергий вторичных нейтронов $E = 0.14–15$ МэВ [17]. Источником первичных нейтронов служила газовая тритиевая мишень [92] с использованием реакции $\text{T}(p,n)^3\text{He}$. Камера мишени, установленная на ионопроводе ускорителя, представляет собой заполненный газообразным тритием стальной тонкостенный цилиндр диаметром 10 мм, длиной 40 мм с толщиной стенок 0.2 мм. Два окошка, между которыми циркулирует охлаждающий поток гелия, отделяют тритий от вакуумной системы ускорителя протонов. Окошки сделаны из прокатанных фольг ^{58}Ni толщиной 10 мкм, которые герметично уплотнены кольцевыми индиевыми прокладками. Геометрические размеры пучка протонов, падающего на мишень, ограничиваются ламелями с отверстием диаметром 6 мм и расположенными на расстоянии 10 см перед мишенью. Внутренние поверхности мишени, охлаждающей ячейки, а также обращенная к пучку протонов сторона ламелей выложены слоем изотопа ^{58}Ni (с обогащением 96%) толщиной 0.1–0.3 мм. Это

сделано для уменьшения выхода фоновых нейтронов из реакции (p, n) на конструкционных материалах мишени, так как порог реакции $^{58}\text{Ni}(p, n)$ достаточно высок и равен 9.5 МэВ. В работе [93] авторами проведено подробное сравнение параметров твердой и газовой тритиевых мишеней как источника нейтронов. Показано, что вклад немоноэнергетических нейтронов в случае использования газовой тритиевой мишени не превышает 1% при энергии протонов $E_p < 9$ МэВ, в то время как применение твердых мишеней для получения моноэнергетических нейтронов с энергиями больше 5 МэВ вообще затруднено. Для определения необходимой энергии нейтронов, вылетающих под углом 0° к падающему пучку протонов (в этом направлении энергия и выход нейтронов максимальны), нужно знать энергию бомбардирующих протонов. В работе [17] для получения энергии нейтронов $E_n = 6$ и 7 МэВ использовалась энергия ускоренных протонов $E_p = 7.7$ и 8.5 МэВ соответственно.

В экспериментах I и II энергетические 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. На рис. 1.1 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.).

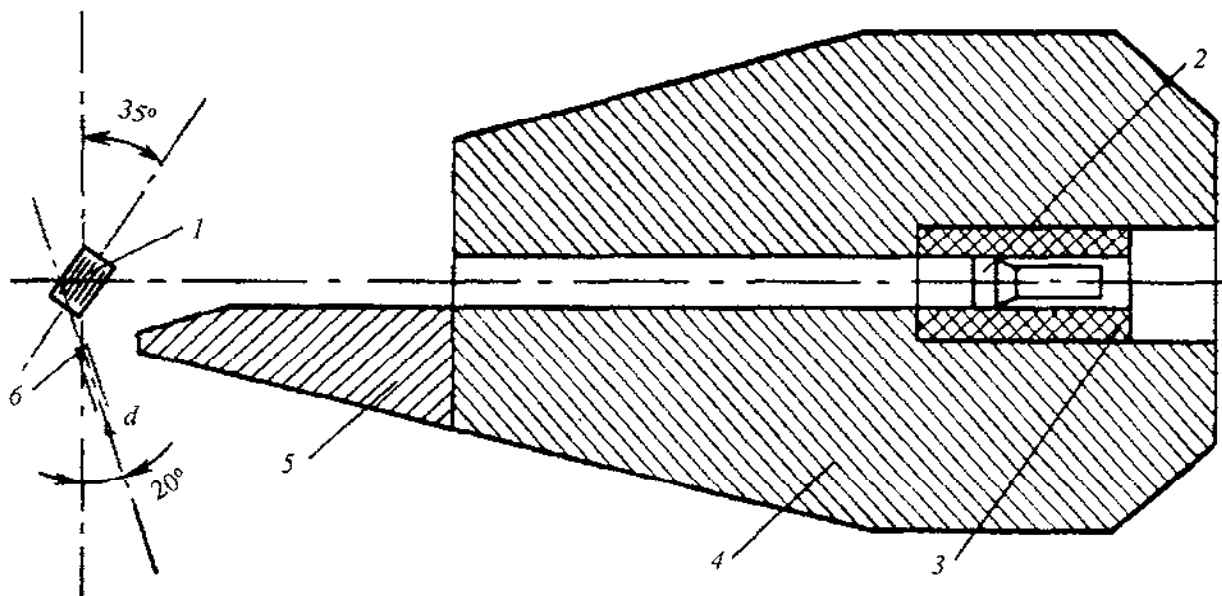


Рис. 1.1. Геометрия эксперимента и защита нейтронного детектора: 1 – ионизационная камера деления; 2 – детектор нейтронов; 3 – свинец; 4 – борированный парафин; 5 – железо; 6 – мишень ускорителя

§1.1. Детектор осколков деления

Камера деления с относительно большим количеством исследуемого изотопа (до нескольких граммов), обладая высоким быстродействием (достижимое временное разрешение составляет 0.5 нс), надежностью и стабильностью в работе, является важным элементом нейтронного спектрометра [94–96].

В экспериментах I–III детектором осколков деления служила четырехсекционная многослойная ионизационная камера [8–10], каждая секция которой соединялась с отдельным временным каналом. С целью уменьшения рассеяния нейтронов корпус камеры сделан из нержавеющей стали толщиной 0.1 мм. Вес собранной камеры вместе с предусилителями составляет 220 г. 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. Степень однородности слоя определялась по альфа-активности различных его участков и была не хуже 5%. Общий вес исследуемого изотопа в каждой секции составлял 1.87 г. Для предотвращения накапливания заряда все слои покрывались тонким слоем золота (0.04 мг/см^2). Разделение на секции позволило ввести в рабочий объем камеры источник опорного (мониторного) спектра нейтронов, сопровождающих спонтанное деление калифорния [97]. 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 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.

Идентичность всех секций по счетным и амплитудным характеристикам проверялась путем измерения спектров осколков деления. С точностью 5% эти спектры и, следовательно, эффективности каждой секции (около 70%) совпадали. Объем камеры заполнялся чистым метаном (99.9%) и камера работала в проточном режиме при атмосферном давлении. При напряжении

смещения 400 В и межэлектродном расстоянии 3.5 мм длительность импульсов от осколков составляла 45 нс, фронт – 5 нс, собственная емкость секции – 20 пФ, собственное временное разрешение секции – 1.5 нс. Для исключения деления под действием тепловых нейтронов камера покрывалась чехлом из тонкого (0.2 мм) листового кадмия. В измерениях камера располагалась на расстоянии 15 см от мишени ускорителя и ориентировалась так, чтобы бомбардирующие нейтроны падали на плоскости делящихся слоев под углом 35° (в среднем).

§1.2. Детектор нейтронов

В измерениях I [7, 9, 10, 12] детектором нейтронов являлся монокристалл стильбена высотой 40 мм и диаметром 100 мм, соединенный коническим акриловым светопроводом с фотоумножителем ФЭУ-30. Светопровод упаковывался в окись магния, что улучшило условия светосбора и соответственно привело к увеличению амплитуд импульсов на 30%. Детектор нейтронов находился в специальной защите (рис. 1.1), изготовленной из монолитного борированного парафина с толщиной стенки 50 см, свинца (6 см), полиэтилена (10 см) и железного конуса длиной 72 см. Торец кристалла, обращенный к источнику нейтронов, закрывался листовым свинцом толщиной 0.5 см. Дополнительно, для уменьшения фона от γ -квантов использовалась схема n/γ -разделения с коэффициентом подавления около 180 при пороге регистрации порядка 200 кэВ по нейтронам. Абсолютная эффективность нейтронного детектора определялась по энергетическому распределению выхода нейтронов ^{252}Cf , которое в настоящее время известно с точностью 3% в интересующем энергетическом интервале [91]. Суммарное временное разрешение спектрометра составляло 2.5 нс.

Сбор и предварительная обработка данных проводились на микро-ЭВМ с последующей записью на магнитную ленту. В установке использован последовательный канал связи микро-ЭВМ с крейтом. Это несколько ограничивает скорость передачи данных, но позволяет установить всю аппаратуру непосредственно рядом со спектрометром и передавать только цифровые сигналы, что существенно повышает помехозащищенность

эксперимента. Информация о каждом регистрируемом событии включала: время пролета, амплитуды сигналов нейтронного и осколочного детектора и признак события, который в свою очередь содержал информацию о сорте частиц (нейтрон или γ -квант) и о номере секции камеры, в которой произошло деление. Функциональная схема позволяла одновременно накапливать четыре гамма и четыре нейтронных спектра. С целью уменьшения фона случайных совпадений в области малых энергий вторичных нейтронов дополнительно проводился анализ амплитуд импульсов нейтронного детектора. При сортировке отбрасывались события, которые имели амплитуды, превышающие максимальное значение для данного времени пролета. Зависимость максимальной амплитуды от времени пролета определялась из двумерных амплитудно-временных спектров. На рис. 1.2 показаны аппаратные спектры (сумма по пяти каналам) для измерений на нейтронах с энергией 2.9 МэВ, полученные как с использованием данной процедуры, так и без нее. Видно, что описанный метод обработки позволяет значительно снизить фон случайных совпадений для энергий ниже 1 МэВ.

В эксперименте II использовались монокристалл стиблена высотой 39 мм и диаметром 60 мм и схема n/γ -разделения по форме импульса с коэффициентом подавления ~ 70 при пороге регистрации нейтронов ~ 200 кэВ.

В измерениях III с использованием газовой тритиевой мишени нейтронный детектор состоял из кристалла паратерфенила высотой 50 мм диаметром 50 мм и фотоумножителя ФЭУ-143 (“Крен”). Анодный сигнал ФЭУ служил для формирования временной отметки “старт” и идентификации по форме импульса с целью подавления γ -квантов. Сцинтиллятор из паратерфенила обладает большей эффективностью регистрации нейтронов, чем кристалл стиблена. Это позволило сделать детектор нейтронов с более низким энергетическим порогом регистрации нейтронов ~ 100 кэВ и абсолютной эффективностью $\sim 50\%$, что является принципиально важным моментом при детальном изучении низкоэнергетической части нейтронных спектров $E < 2$ МэВ, представляющей наибольший интерес для выяснения механизма эмиссии при вынужденном делении.

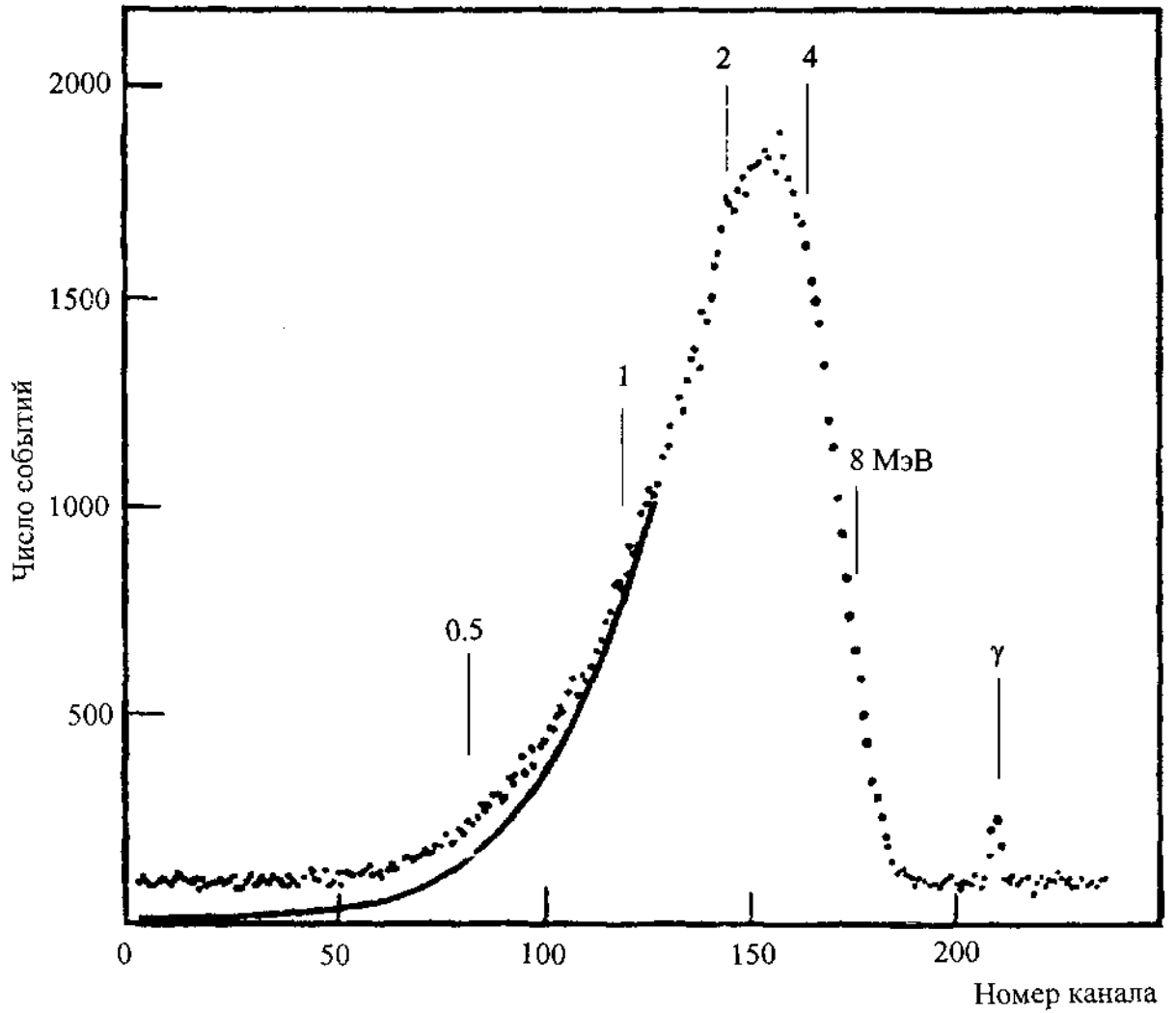


Рис. 1.2. Аппаратурные временные спектры для случая $E_n=2.9$ МэВ. Точки – спектр, полученный без амплитудной дискриминации; сплошная кривая – низкоэнергетическая часть того же спектра с амплитудной дискриминацией (см. текст). Указаны некоторые значения энергии нейтронов E (в МэВ)

Такой детектор был создан и применен в работе [98]. Детектор имел следующие характеристики: временное разрешение ~ 2.5 нс, энергетический порог регистрации нейтронов ~ 80 кэВ при коэффициенте подавления γ -квантов ~ 10 . Он помещался в специальную комбинированную защиту, представляющую собой бак, заполненный смесью гидрида лития с парафином. Впереди бака располагалась стальная усеченная пирамида длиной 70 см. Для подавления фона от γ -квантов детектор был окружен со всех сторон свинцом толщиной 10 см; торец кристалла закрывался свинцом толщиной 0.5 см. Создание эффективной защиты обеспечило значительное подавление фона от γ -квантов и рассеянных нейтронов от стен и пола экспериментального зала.

В экспериментах I–III электронная аппаратура, входящая в состав спектрометра быстрых нейтронов, выполнена в стандарте КАМАК. Подробно электронная аппаратура описана в [99]. Для одновременной регистрации времяпролетных спектров нейтронов от четырех секций камеры в спектрометре использовался один временной аналого-цифровой преобразователь, что позволяло значительно уменьшить систематические погрешности, связанные с дифференциальной нелинейностью и температурным дрейфом преобразователя. Началом отсчета времени служили импульсы от осколков деления в ионизационной камере. Это позволяет использовать ускорители в непрерывном режиме, что значительно улучшает фоновые характеристики и упрощает процедуру введения поправок на фон случайных совпадений.

В табл. 1.1 для трех ядер-мишеней приведены цифры, характеризующие скорость счета и полную статистику наиболее важных событий: типичные интенсивности счета делений n_f , сопровождающих их нейтронов n_n , а также полные числа зарегистрированных нейтронов $n_n t$ за время измерений t . Отметим, что n_f и n_f^{Cf} различаются не более чем в 2 раза.

При обработке результатов непосредственных измерений вводилась поправка на различие пролетных баз для разных секций камеры. Одна из

Характерные скорости счета n_f , n_n и полные числа зарегистрированных нейтронов $n_n t$

Изотоп	E_n , МэВ	n_f , мин ⁻¹	n_n , мин ⁻¹	$n_n t$
²³² Th	2.9	$2.7 \cdot 10^4$	3	$7.9 \cdot 10^4$
	14.7	$3.3 \cdot 10^4$	6	$1.1 \cdot 10^5$
²³⁵ U	2.9	$1.2 \cdot 10^5$	18	$1.1 \cdot 10^5$
	14.7	$1.4 \cdot 10^5$	30	$1.4 \cdot 10^5$
²³⁸ U	2.9	$8.5 \cdot 10^5$	12	$1.0 \cdot 10^5$
	14.7	$1.0 \cdot 10^5$	21	$1.3 \cdot 10^5$

секций, например, ближайшая к кристаллу нейтронного детектора, выбиралась базовой секцией. Аппаратурные распределения, измеренные в других секциях, приводились к пролетному расстоянию и номеру канала начало отсчета времени (положение γ -пика) базовой секции. Величина фона случайных совпадений определялась его значениями справа от гамма-пика и вычиталась из соответствующих каналов. Перевод аппаратурных распределений в энергетические спектры производился с использованием релятивистской формулы, связывающей энергии нейтронов E с временем пролета t

$$E = m_n c^2 [(1 - (L/tc)^2)^{-1/2} - 1], \quad (1.1)$$

где m_n – масса покоя нейтрона, c – скорость света в вакууме, L – пролетное расстояние. Время пролета нейтроном расстояния L вычислялась по формуле

$$t = tN_k, \quad (1.2)$$

где t – ширина временного интервала на один канал анализатора, N_k – число каналов анализатора, отсчитанное от номера канала, соответствующего “нулю” времени. Поправка около 1.5% на дополнительный счет в мониторинной калифорниевой секции, обусловленный вынужденным делением исследуемого изотопа, в который был внедрен ²⁵²Cf, учитывалась только при определении множественности нейтронов.

Поправка на ограниченность измеряемого диапазона энергий нейтронов $E > E_{\min}$ при определении интегрального выхода нейтронов \bar{n} и средней энергии \bar{E} определялась путем экстраполяции спектра к $E=0$.

§1.3. Метод измерения

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 . Характеристики мгновенных нейтронов спонтанного деления – спектр $N_{\text{Cf}}(E)$ и средний выход \bar{n}_{Cf} широко используются в качестве стандартов [90, 91] в нейтронной физике и в этом качестве использовались в наших измерениях. Опираясь на них, из результатов проведенных измерений спектров совпадений для исследовавшихся ядер $n(E, E_n)$ и стандарта $n_{\text{Cf}}(E)$ можно определить энергетическую зависимость эффективности регистрации нейтронов

$$\frac{h(E)}{\bar{h}} = \frac{1}{N_{\text{Cf}}(E)} \frac{n_{\text{Cf}}(E)}{\int_0^{\infty} n_{\text{Cf}}(E) dE}, \quad \bar{h} = \int_0^{\infty} h(E) N_{\text{Cf}}(E) dE. \quad (1.3)$$

С учетом (1.3), отношения нормированных к единице изучаемых распределений $N(E, E_n)$ и стандартного спектра $N_{\text{Cf}}(E)$ можно представить в виде

$$R(E, E_n) = \frac{N(E, E_n)}{N_{\text{Cf}}(E)} = \frac{\bar{h}}{N_{\text{Cf}}(E) h(E)} \frac{n(E, E_n)}{\int_0^{\infty} n(E, E_n) dE} = \frac{n(E, E_n) / \int_0^{\infty} n(E, E_n) dE}{n_{\text{Cf}}(E) / \int_0^{\infty} n_{\text{Cf}}(E) dE} \quad (1.4)$$

Измеренные отношения $R(E, E_n)$ и спектр $N_{\text{Cf}}(E)$, принятый в качестве

стандарта, определяют спектры мгновенных нейтронов деления исследуемых ядер

$$N(E, E_n) = R(E, E_n)N_{\text{Cf}}(E). \quad (1.5)$$

Интегральные и дифференциальные средние выходы нейтронов имеют вид

$$\bar{n}(E) = \bar{n}_{\text{Cf}} \int_0^{\infty} n(E, E_n) dE / \int_0^{\infty} n_{\text{Cf}}(E) dE, \quad (1.6)$$

$$d\bar{n}(E, E_n) / dE = \bar{n}(E)N(E, E_n). \quad (1.7)$$

Приведенные соотношения не учитывают небольшой угловой анизотропии выхода нейтронов, которая возникает из-за корреляции между направлениями вылета постделительных нейтронов и осколков и отсутствия таковой для предделительных нейтронов. Как при постановке эксперимента, так и при окончательной обработке его результатов принимались во внимание два связанных с указанным обстоятельством эффекта:

а) существование угловой анизотропии разлета осколков относительно направления пучка нейтронов, вызывающих деление, и, как следствие, угловой корреляции «нейтронов из полностью ускоренных осколков – бомбардирующая частица»;

б) возникновение «аппаратурной» угловой анизотропии детектора делений из-за потерь энергии и дискриминации осколков, вылетающих под небольшим углом к плоскости делящихся слоев. Влияние этого фактора в основном удается устранить благодаря идентичности слоев исследуемых материалов и стандарта, а также посредством определенной ориентации камеры деления по отношению к детектору нейтронов. Выбор последней сделан на основе специальных измерений спектров МНД для тонких и рабочих мишеней из изотопа ^{252}Cf . В них было установлено, что существует угол между плоскостью слоев и осью коллиматора нейтронного детектора, при котором искажения, вносимые потерями энергии осколков и рассеянием нейтронов, минимальны, и ими при обработке спектров нейтронов можно пренебречь.

Влияние первого фактора рассматривается в следующем разделе.

§1.3.1. Угловая корреляция «нейтронов из осколков – бомбардирующая частица»

В модели каскадного испарения угловое распределение постделительных нейтронов изотропно в системе центра масс, а энергетический спектр описывается соотношением [100]

$$w_0(e)de = \frac{1}{\Gamma(n+1)q^{n+1}} e^n e^{-e/q} de \quad (1.8)$$

$$n = \begin{cases} 1 & \text{для одиночного испускания,} \\ 5/11 \cong 1/2 & \text{для множественного испускания,} \end{cases} \quad q = \begin{cases} t_1 & \text{для одиночного испускания,} \\ (11/12)t_1 & \text{для множественного испускания,} \end{cases}$$

где e – энергия нейтрона, t_1 – температура 1-го нейтрона. Это предсказание испарительной модели подтверждается экспериментальными исследованиями спектров мгновенных нейтронов деления [101].

При переводе распределения нейтронов из с. ц. м. в л. с.

$$w_0(e)ded\Omega' \rightarrow w(E, y)dEd\Omega,$$

используется связь энергии $e = E + w - 2\sqrt{wE} \cos y$ и якобиан перехода

$J(e, E) = \sqrt{E/e}$, и это приводит при $n=1/2$ к простому и удобному выражению

$$w(E, y) = (2p)^{-1} \left(\frac{E}{pq^3} \right)^{1/2} \exp \left(- \frac{w + E - 2\sqrt{wE} \cos y}{q} \right). \quad (1.9)$$

Учитывая вклад парного осколка, в предположении их идентичности получим соотношение

$$W(E, y, w, q) = \frac{1}{2} [w(E, y) + w(E, p - y)] = \\ (2p)^{-1} \left(\frac{E}{pq^3} \right)^{1/2} \exp \left(- \frac{w + E}{q} \right) \text{ch} \left(\frac{2\sqrt{wE}}{q} \cos y \right), \quad (1.10)$$

которое легко обобщить на случай осколков, отличающихся параметрами w , q . Интегрирование (1.9) или (1.10) по телесному углу $d\Omega = 2p \sin y dy$ приводит к известной формуле Уатта

$$N_w(E, w, q) = (pwq)^{-1/2} \exp(-(w + E)/q) \text{sh}(2\sqrt{wE}/q), \quad (1.11)$$

Параметр w является средней энергией осколков, приходящейся на один нуклон, а q имеет смысл эффективной температуры, связанной со средней энергией МНД соотношением

$$\bar{E}_w = w + 3q/2, \quad (1.12)$$

Соотношение (1.10) при учете разницы двух групп осколков по w удовлетворительно описывает наблюдаемые спектры нейтронов для выделенных направлений разлета осколков, а формула Уатта (1.11) – интегральные спектры, одинаковые под любым углом, когда все направления разлета осколков равноправны. Такой случай реализуется при делении тепловыми нейтронами или при спонтанном делении ядер.

Если при вынужденном делении бомбардирующей частицей в ядро вносится значительный угловой момент J , то разлет осколков становится анизотропным при значительных возбуждениях, как в интересующем нас случае, с преимущественным направлением 0° (180°) по отношению к пучку. Это приводит к угловой корреляции «постделительные нейтроны – бомбардирующая частица», которую необходимо иметь в виду при анализе экспериментальных данных по интегральным спектрам, измеренным под определенным углом J к падающему пучку.

Пусть $F(a)$ – угловое распределение осколков относительно направления падающего пучка, тогда спектр постделительных нейтронов под углом J к этому направлению, задавая угловую корреляцию «нейтрон – осколок» соотношением (1.10), можно вычислить как

$$N(E, J) \frac{1}{4\pi} = \int_0^{\pi} F(a) \sin a \frac{da}{2} \int_0^{\pi} W(E, \gamma(a, J, j)) \sin j \frac{dj}{2}, \quad (1.13)$$

где $F(a)$ имеет нормировку $\int_0^{\pi} F(a) \sin a da / 2 = 1$, а связь углов определяется как $\cos \gamma = \cos a \cos J + \sin a \sin J \cos j$. Производя интегрирование по полярному углу в системе, связанной с направлением пучка, j в (1.13), получим

$$N(E, J) = N_w(E) f(g, J), \quad g = 2\sqrt{wE}/q, \quad (1.14)$$

где $N_w(E)$ – интегральный спектр Уатта (1.11), а

$$f(g, J) = \frac{g}{2\text{sh}g} \int_0^p F(a) \text{ch}(g \cos a \cos J) I_0(g \sin a \sin J) \sin a da \quad (1.15)$$

$I_0(z)$ – функция Бесселя мнимого аргумента. Функция $f(g, J)$ обращается в единицу при $g \rightarrow 0$. При изотропном распределении осколков $F(a)$ интегрирование (1.14) по углу J от 0 до p приводит к формуле Уатта, т.е.

$$\int_0^p f(g, J) \sin J dJ / 2 = 1.$$

В экспериментах [7–12] измерялись дваждыдифференциальные выходы нейтронов для вынужденного деления исследуемого ядра

$$\frac{d^2 \bar{n}(E, J)}{dE d\Omega} = \frac{\bar{n}}{4p} N(E, J) = \frac{\bar{n}}{4p} N(E) f(g, J)$$

для $J = p/2$ и спонтанного деления ^{252}Cf

$$\frac{d^2 \bar{n}_{\text{Cf}}(E)}{dE d\Omega} = \frac{\bar{n}}{4p} N_{\text{Cf}}(E).$$

Затем из них находилось отношение

$$\begin{aligned} r_{\text{эксп}} &= \left[\frac{d^2 \bar{n}(E, p/2)}{dE d\Omega} dE \right] \left[\int_0^\infty \frac{d^2 \bar{n}_{\text{Cf}}(E, p/2)}{dE d\Omega} dE \right]^{-1} = \\ &= \frac{\bar{n}}{\bar{n}_{\text{Cf}}} \int_0^\infty N(E) f(g, p/2) dE = \frac{\bar{n}_{\text{эксп}}}{\bar{n}_{\text{Cf}}}, \end{aligned}$$

откуда следует, что

$$\bar{n} = \bar{n}_{\text{эксп}} \left[\int_0^\infty f(g, p/2) N(E) dE \right]^{-1} \quad (1.16)$$

Аналогично, можно исправить экспериментальное значение средней энергии постделительных нейтронов

$$\bar{E} = \bar{E}_{\text{эксп}} \left[\int_0^\infty E N(E) dE \int_0^\infty f(g, p/2) N(E) dE \right] \left[\int_0^\infty f(g, p/2) E N(E) dE \right]^{-1}, \quad (1.17)$$

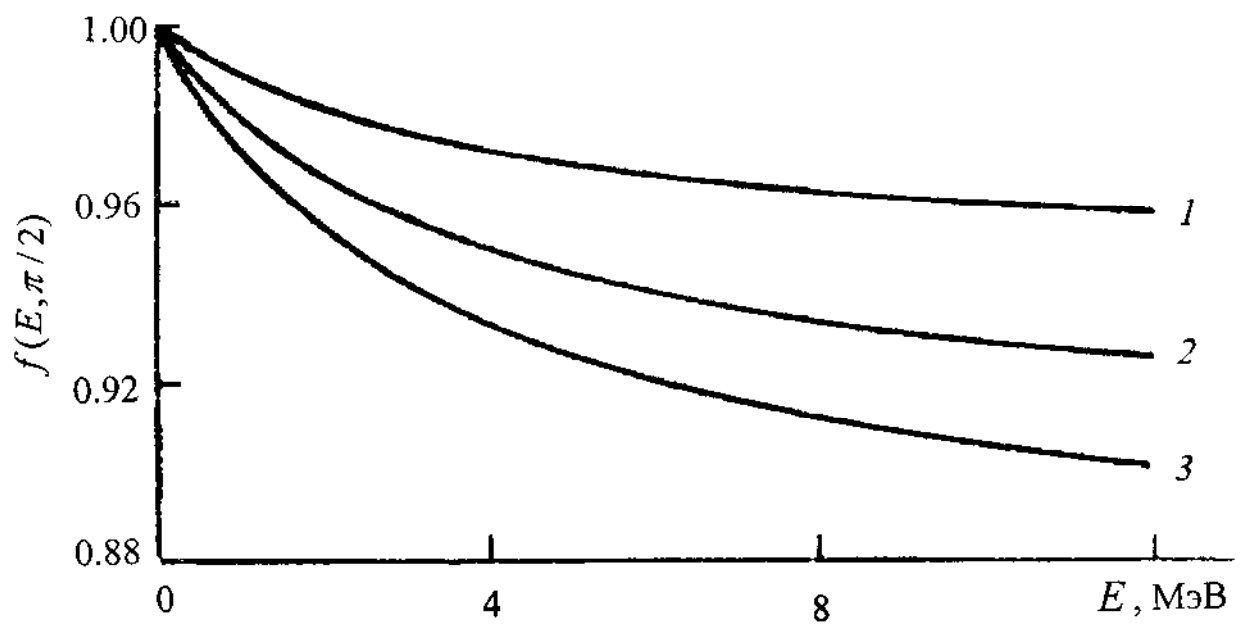


Рис. 1.3. Энергетическая зависимость функции $f(E, p/2)$ для характерных значений параметра p : 1 – $p=0.5$, 2 – $p=1.0$, 3 – $p=1.5$

$$f(g, p/2) = \frac{g}{2\text{sh}g} \int_0^p F(a) I_0(g \sin a) \sin a da. \quad (1.18)$$

В экспериментальных работах обычно приводят лишь коэффициент угловой анизотропии $F(0)/F(p/2)$, а сами распределения осколков $F(a)$ – редко. Поэтому использовалось выражение [102]

$$F(a) \propto p e^{-p \sin^2 a} [I_0(p \sin^2 a) + I_1(p \sin^2 a)], \quad (1.19)$$

вытекающее из статистической теории угловой анизотропии [103]. Параметр p в (1.19) определяется из наблюдаемой величины $F(0)/F(p/2)$ согласно

$$\frac{F(0)}{F(p/2)} = e^p [I_0(p) + I_1(p)]^{-1} = 1 + \frac{p}{2} - \frac{p^3}{48} + \quad (1.20)$$

На рис. 1.3 показаны зависимости $f(E, p/2)$ для трех характерных значений $p=0.5, 1.0, 1.5$, вычисленных согласно (1.18). При расчете поправок значения $F(0)/F(p/2)$ принимались исходя из экспериментальных данных [104, 105]. Они составляют 1.2–1.3 для $E_n=2,9$ МэВ и 1.4–1.7 для $E_n=14.7$ МэВ. Кроме того, учет поправок для энергий первичных нейтронов выше порога эмиссионного деления $E_n \geq B_{fA-1}$, требует анализа, разделяющего вклады предделительных и постделительных нейтронов в наблюдаемые спектры. Влияние передаваемого быстрым нейтроном импульса, создающего в л. с. небольшую асимметрию $F(a)$ вперед – назад (относительно $a = p/2$), слабо сказывается на результатах измерений спектра нейтронов под углом $J = p/2$, и поэтому не принималось во внимание.

§1.3.2. О форме спектра стандарта

Экспериментальные спектры нейтронов деления $N(E, E_n)$, получаются из экспериментальных отношений $R(E, E_n)$ (1.4) умножением последних на спектр-стандарт $N_{\text{cf}}(E)$ (1.5). Как показали результаты экспериментов, форма спектров мгновенных нейтронов при спонтанном делении [106, 107], делении тепловыми нейтронами [108, 109] и быстрыми нейтронами при одношансовом делении

$E_n < B_{f_{A-1}}$ близка к распределению Максвелла

$$N_M(E) = 2 \left(\frac{E}{pT^3} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{E}{T}\right) \quad (1.21)$$

Для нереализуемых в опыте событий деления с $w \rightarrow 0$, формула Уатта переходит в распределение (1.21). Несмотря на то, что в приложении к описанию спектров нейтронов деления соотношении (1.21) не имеет физического обоснования, оно широко используется для параметризации результатов измерений. Единственный параметр T , определяемый подгонкой по методу наименьших квадратов под экспериментальные спектры $N(E, E_n)$, дает величину средней энергии

$$\bar{E}_M = \frac{3}{2}T. \quad (1.22)$$

Отступления от нее можно достаточно корректно учесть с помощью функции формы $m(E)$

$$N(E) = N_M(E, T)m(E) \quad (1.23)$$

Наилучшим образом данная функция изучена для спонтанного деления ^{252}Cf . Для спектра нейтронов спонтанного деления принималось выражение (1.23) при значении $T = T_{\text{Cf}} = 1.420$ МэВ [91]. На рис. 1.4 представлена зависимость $m(E)$ для ^{252}Cf согласно [91] и ее аппроксимация предложенным в [15] выражением

$$m(E) = A \exp(B_0 + B_1 x + B_2 x^2) \frac{1 + B_3 E}{1 + B_3 E_2}, \quad x = \ln(E/E_0), \quad (1.24)$$

где $A = 1.0265$, $E_0 = 2.65$ МэВ, $E_2 = 8.5$ МэВ. Параметры B_i определяются из условия наилучшего описания данных для трех интервалов энергий нейтронов:

- 1) $E \leq E_1 = 2.46$ МэВ ($B_0 = 6.711 \times 10^{-4}$, $B_1 = 3.5 \times 10^{-2}$, $B_2 = 4.5 \times 10^{-3}$, $B_3 = 0$),
- 2) $E_1 \leq E \leq E_2$ ($B_0 = 0$, $B_1 = 1.7 \times 10^{-2}$, $B_2 = -1.162 \times 10^{-1}$, $B_3 = 0$),
- 3) $E > E_2$, $x = \ln(E_2/E_0)$ ($B_0 = 0$, $B_1 = 1.7 \times 10^{-2}$, $B_2 = -1.162 \times 10^{-1}$, $B_3 = -1.2 \times 10^{-2}$ МэВ $^{-1}$).

Описание результатов оценки [91] формулой (1.11) q дает для ^{252}Cf значения параметров $q = 1.185$ МэВ, $w = 0.343$ МэВ.

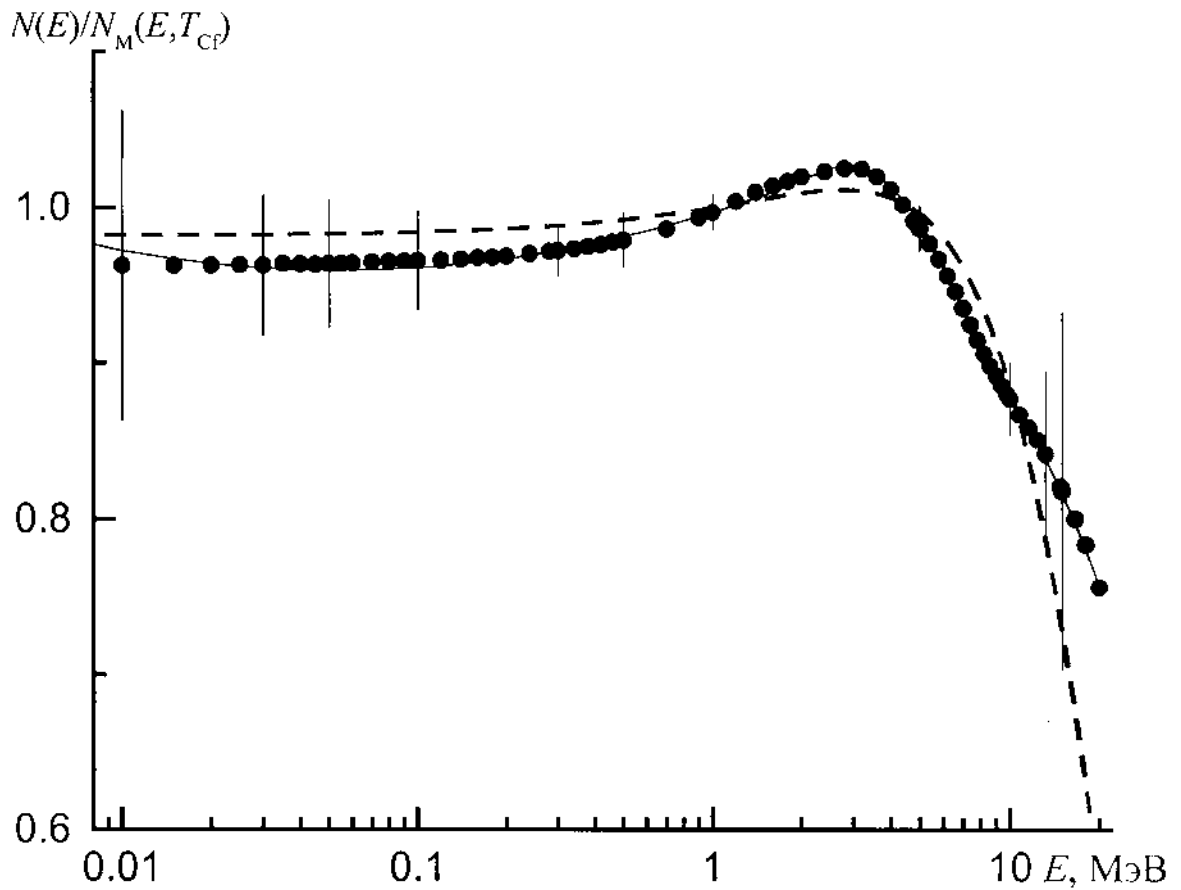


Рис. 1.4. Отношение спектра мгновенных нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf к распределению Максвелла $N_M(E, T_{Cf})$. Точки – результат оценки [91], сплошная кривая – аппроксимация данных работы [91] выражением (1.24), штриховая кривая – соотношением Уатта

Выражение

$$\tilde{N}_w(E, q, w) = \frac{1}{2} [N_w(E, q, C_L w) + N_w(E, q, C_H w)], \quad (1.25)$$

состоящее из двух уаттовских спектров для легкого (L) и тяжелого (H) осколков, полученное в приближении [110] $q_L = q_H$, $\bar{n}_L = \bar{n}_H$, $w_L = C_L w$, $w_H = C_H w$, где константы $C_L = 2A_L^2 / (A_L^2 + A_H^2)$, $C_H = 2 - C_L$ определяются законом сохранения момента, а отношение $A_L / A_H = 108/144 = 3/4$ представляет наиболее вероятное массовое расщепление, дает в этом случае $q = 1.170$ МэВ, $w = 0.364$ МэВ [15]. Значения практически совпадают с оценкой параметров в [110]: $q = 1.174 \pm 0.08$ МэВ, $w = 0.361 \pm 0.014$ МэВ. Последний параметр не согласуется с оценкой [111], где $w = 0.75$ МэВ. Причины расхождения может быть связаны со многими упрощениями, сделанными при выводе соотношения (1.11), и возможным перераспределением между величинами параметров q и w в процессе поиска методом наименьших квадратов.

Аналитическую оценку функции формы можно получить с помощью отношения [112]

$$m(E) = N_w(E, q, w) / N_M(E, T), \quad (1.26)$$

если из (1.11) (1.12), (1.21), (1.22) исключить параметры q и T , используя предположение о равенстве средних энергий $\bar{E}_w = \bar{E}_M = \bar{E}$:

$$m(E) = \frac{1}{3} \left[\frac{E}{\bar{E}^3} w (\bar{E} - w) \right]^{-1/2} \exp \left[- \frac{3}{2} \frac{w(E + \bar{E})}{\bar{E}(\bar{E} - w)} \right] sh \left[\frac{3(Ew)^{1/2}}{\bar{E} - w} \right]. \quad (1.27)$$

При $w \rightarrow 0$ $m(E) \rightarrow 1$.

§1.4. Спектры нейтронов при делении ядер ^{232}Th , $^{235,238}\text{U}$, ^{237}Np

нейтронами с энергией 2.9 и 14.7 МэВ

"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. 1.5. В табл. 1.2 приведены значения средних энергий и выходов нейтронов, полученных непосредственно в измерениях – $\bar{E}_{\text{эксп}}$ и $\bar{n}_{\text{эксп}}$ и исправленных на угловую корреляцию

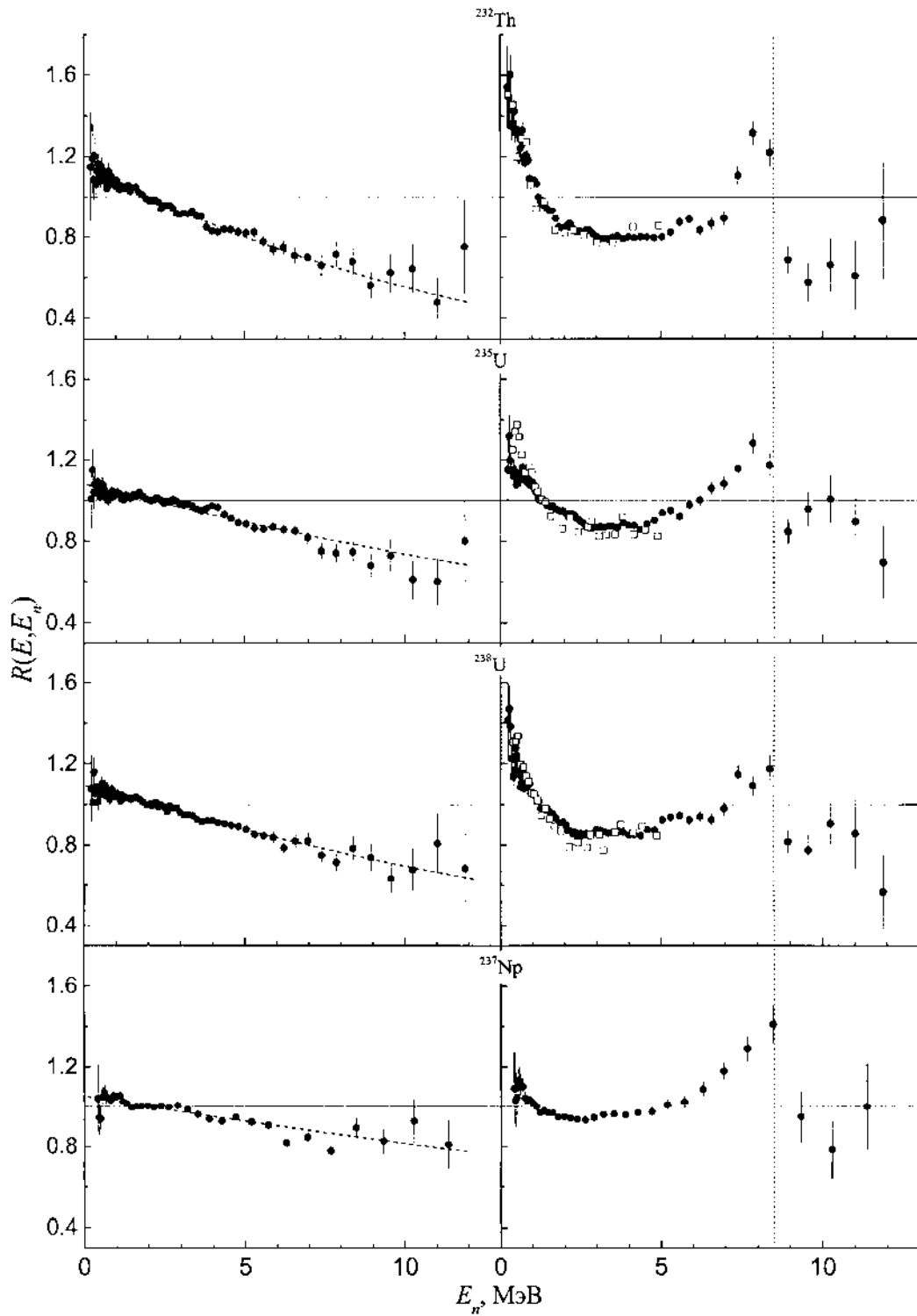


Рис. 1.5. Отношения энергетических распределений нейтронов деления $R(E, E_n)$ для совокупности ядер-мишеней ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U , ^{237}Np . Слева – $E_n = 2.9$ МэВ, штриховые линии - отношения $R(E, T)$ максвелловских распределений с температурами T из табл. 1.3 и $T_{\text{Cf}} = 1.42$ МэВ. Справа – $E_n = 14.7$ МэВ [10, 12] (темные точки) и 14.3 МэВ [19, 20] (светлые квадраты)

«постделительный нейтрон–бомбардирующий нейтрон» – \bar{E} и \bar{n} , а также значения этих характеристик, взятые из других источников: для \bar{n} – из систематики [113] и оценки совокупности известных данных о $\bar{n}(E_n)$ [114], для \bar{E} – из систематик, основанных на полуэмпирической формуле [115]

$$\bar{E} = a + b(\bar{n} + 1)^{1/2} \quad (1.28)$$

с различными наборами констант a и b [111, 117]. Приведенные ошибки, кроме статистических, учитывают оценку неопределенности, с которой в эксперименте были обеспечены одинаковость и постоянство эффективностей регистрации осколков в секциях исследуемого изотопа и стандарта, а также погрешности поправок.

Сравнение данных в табл. 1.2, прежде всего согласие результатов [10, 12] для \bar{n} с оценкой [114] и для \bar{E} при $E_n = 2.9$ МэВ с систематиками [111, 116, 117], показывает, что трудности измерений и обработки их результатов, специфичные для вынужденного деления с предварительной эмиссией нейтронов, в работах [10, 12] в основном успешно преодолены. Отметим, что в [113] систематизировались данные о $\bar{n}(E_n)$ в области 1-го плато сечения деления ($E_n < 6$ МэВ), поэтому к соответствующим значениям при $E_n = 14.7$ МэВ в табл. 1.2 следует относиться как к экстраполированным, а хорошее согласие с другими для ряда ядер следует скорее рассматривать как случайность. Расхождение экспериментальных значений \bar{E} и полученных согласно (1.28) с \bar{n} из [114], которое не устраняется и при замене \bar{n} на средний выход МНД \bar{n}_f , как в [116], \bar{n}_f , как в [116], в работе [10] связывали с вкладом $(n, n'f)$ – и $(n, 2n'f)$ –реакций.

Штриховые линии слева на рис. 1.5 аппроксимируются отношениями максвелловских распределений для исследуемых ядер и спонтанного деления ^{252}Cf

$$R(E, T) = \frac{N_M(E, T)}{N_M(E, T_{\text{Cf}})} = (T_{\text{Cf}}/T)^{3/2} \exp\left[-\frac{T_{\text{Cf}} - T}{T_{\text{Cf}} T} E\right]. \quad (1.29)$$

Таблица 1.2

Средние энергии \bar{E} (в МэВ) и выходы \bar{n} нейтронов

Характеристика	$^{232}\text{Th} + n$		$^{235}\text{U} + n$		$^{238}\text{U} + n$		$^{237}\text{Np} + n$	
	2.9 МэВ	14.7 МэВ	2.9 МэВ	14.7 МэВ	2.9 МэВ	14.7 МэВ	2.9 МэВ	14.7 МэВ
$\bar{E}_{\text{эксп}}$	1.93 ± 0.03	1.84 ± 0.03	2.02 ± 0.03	2.01 ± 0.03	2.00 ± 0.03	1.96 ± 0.03	2.05 ± 0.03	2.11 ± 0.03
\bar{E}	1.94 ± 0.03	1.87 ± 0.03	2.03 ± 0.03	2.03 ± 0.03	2.01 ± 0.03	1.98 ± 0.03	2.06 ± 0.03	2.13 ± 0.03
\bar{E} [115]*	1.93	2.21	2.01	2.27	2.00	2.27	2.06	
\bar{E} [116]*	1.92	2.27	2.01	2.31	2.01	2.32	2.10 [12]	2.28 [12]
\bar{E} [117]*	1.90	2.20	1.98	2.26	1.97	2.27		
$\bar{n}_{\text{эксп}}$	2.27 ± 0.06	3.92 ± 0.09	2.77 ± 0.07	4.39 ± 0.11	2.71 ± 0.07	4.25 ± 0.10	2.98 ± 0.07	4.45 ± 0.08
\bar{n}	2.31 ± 0.06	4.04 ± 0.12	2.81 ± 0.07	4.48 ± 0.13	2.76 ± 0.07	4.37 ± 0.12	3.01 ± 0.07	4.52 ± 0.10
\bar{n} [113]*	2.22	3.55	2.82	4.35	2.73	4.47		
\bar{n} [114]**	2.30	4.07	2.76	4.44	2.72	4.48	3.03	4.78

* Систематика.

** Оценка совокупности экспериментальных данных

Отвечающие им средние энергии вторичных нейтронов $\bar{E}_{\text{эксп}}$ и температуры T ,

найденные согласно $T = \frac{2}{3} \bar{E}_{\text{эксп}}$, приведены в табл. 1.3 (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 — отношением

сечения доэмиссионного деления (n, f) к сечению образования составного ядра

[66, 118].

1. Наблюдаемые $R(E, E_n)$ и аппроксимирующие распределения $R(E, T)$ (1.29)

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. 1.5. Этот угол

уменьшается с ростом делимости по мере увеличения параметра T (табл. 1.3) и

сближения значений T и $T_{\text{Сф}}$.

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 1.3.

Некоторые параметры исследованных ядер и процесса их деления

Исходное составное ядро	Его параметр Z^2 / A	Делимость P_f [66,118]	$\bar{E}_{\text{эксп}}^*$, 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

* Значения $\bar{E}_{\text{эксп}}$ в табл.1.2 округлены.

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 [9, 10, 18] 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.

§1.4.1. О форме спектров нейтронов деления в реакции (n, f)

Левая часть рис. 1.5 демонстрирует высокое качество описания экспериментальных отношений $R(E, E_n)$ для $E_n = 2.9$ МэВ отношениями максвелловских распределений (1.29) с теми же значениями средней энергии из

табл. 1.3 для исследуемых ядер и $\bar{E}_{\text{Cf}} = 2.13$ МэВ ($T_{\text{Cf}} = 1.42$ МэВ) для стандарта. Этот факт, однако, вовсе не означает, что сами спектры $N(E, E_n)$ и $N_{\text{Cf}}(E)$ следуют максвелловским распределениям (1.21), с соответствующими температурами, с той же точностью. Из оценки [91], опирающейся на обширный экспериментальный материал и результаты теоретических расчетов, следует, что спектру спонтанного деления ^{252}Cf $N_{\text{Cf}}(E)$ свойственны вполне заметные отступления от (1.21) (рис. 1.4.). Отклонения спектров нейтронов деления для ядер ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U , ^{237}Np нейтронами с энергией $E_n = 2.9$ МэВ от распределения (1.21) однотипны отклонениям $N_{\text{Cf}}(E)$ от распределения Максвелла, которые имеет форма спектра-стандарта в [91]. В связи с этим, естественно, возникает вопрос, поставленный в [10], об "универсальности" обсуждаемых отступлений и учете их с помощью функции формы – поправки к распределению (1.21), т.е. выражение (1.23). Однако универсальность отступлений нуждается в некоторых уточнениях.

Обозначим функции формы для исследуемых спектров и спектра-стандарта как

$$m(E, E_n) = \frac{N(E, E_n)}{N_M(E, T)}, \quad m(E) = \frac{N_{\text{Cf}}(E)}{N_M(E, T_{\text{Cf}})} \quad (1.30)$$

соответственно. На рис. 1.6 экспериментальные значения $m(E, E_n)$ для спектров нейтронов деления всех исследованных нами ядер сравниваются с кривой $m(E)$ (рис. 1.4) оцененной в [91]. Последняя фактически описывает всю совокупность экспериментальных данных на рис. 1.6, что непосредственно следует из (1.30) и определений отношений $R(E, E_n)$ и $R(E, T)$ в (1.5) и (1.29). Выражая с их помощью числитель и знаменатель $m(E, E_n)$, получаем для любого из ядер

$$m(E, E_n) = \frac{R(E, E_n)}{R(E, T)} \frac{N_{\text{Cf}}(E)}{N_M(E, T_{\text{Cf}})} \cong m(E), \quad (1.31)$$

где использовано определение $m(E)$ в (1.30) и принято в соответствии с описанием экспериментальных данных на рис. 1.5 $R(E, E_n)/R(E, T) \cong 1$. Если при восстановлении спектров $N(E, E_n)$ из экспериментальных отношений $R(E, E_n)$

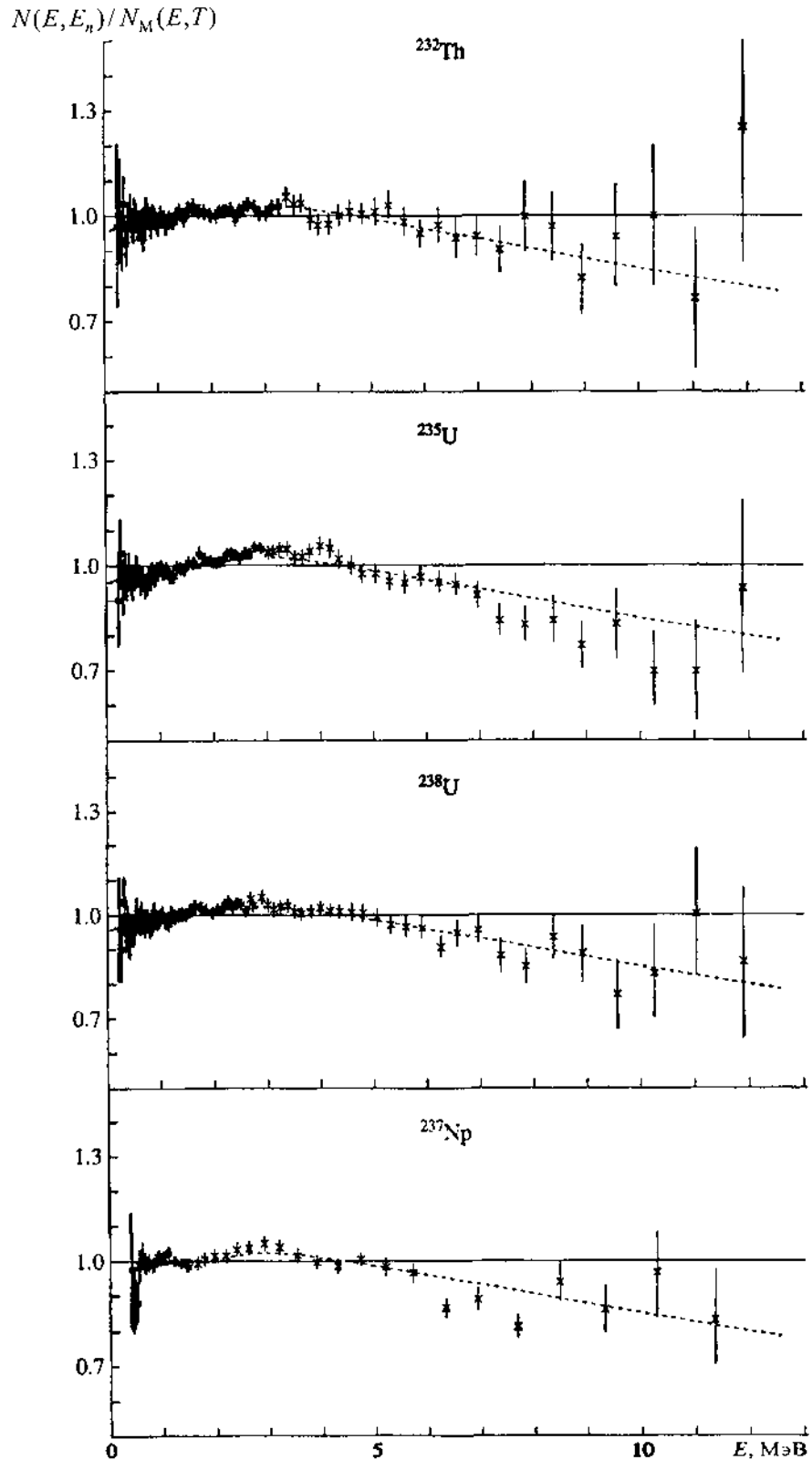


Рис. 1.6. Иллюстрирующая отступлений спектров нейтронов деления $N(E, E_n)$ при $E_n = 2.9$ МэВ от аппроксимирующих максвеллианов $N_M(E, T)$ – функций формы $m(E, E_n)$. Точки – экспериментальные значения, кривые – оценка $m(E)$ [91] (см. рис.1.4)

взять в качестве спектра-стандарта $N_{Cf}(E)$ не оцененную кривую, а максвелловское распределение $N_M(E, T_{Cf})$, то такое же описание получают искомые спектры, т.е. введение функции формы не потребуется. Это опять же вытекает из (1.31): если $N_{Cf}(E) = N_M(E, T_{Cf})$ или $m(E) = 1$, то $m(E, E_n) \cong 1$.

Итак, мы убедились, что даже при достигнутой достаточно высокой точности экспериментальные отношения спектров (1.4) для $E_n = 2.9$ МэВ, удовлетворительно описываемые гладкими функциями энергии (1.29), практически не содержат информации об обсуждавшихся отступлениях формы самих спектров от (1.21). Иначе говоря, имеет место тривиальная ситуация, которая типична для результатов относительных измерений, а именно: "что заложишь, то и получишь". Разумеется, сказанное выше не означает, что соображения в [10] об отступлениях спектров нейтронов деления $N(E, E_n)$ от соответствующих распределений Максвелла $N_M(E, T)$ в реакции (n, f) не имеют смысла, равно как и соображения об универсальности описывающей их функции формы $m(E, E_n) \cong m(E)$, демонстрируемой с помощью рис.1.4. Напротив, при реальных погрешностях они будут верны постольку, поскольку справедлива оценка $m(E)$ в [91].

§1.4.2. Качественное обсуждение спектров нейтронов эмиссионного деления ^{232}Th , $^{235,238}\text{U}$, ^{237}Np при $E_n = 14.7$ МэВ.

Вернемся к рис. 1.5. Обсудим показанные на нем 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

$$E_1^{\text{th}} = E_n - E_{fA-1}. \quad (1.32)$$

Известна слабая зависимость высоты барьера деления $E_f \cong 6$ МэВ от нуклонного состава ядер в области актинидов [40]. Ею и определяются обсуждаемые свойства наблюдаемых спектров нейтронов

$$N(E, E_n) = N_{\text{pre}}(E, E_n) + N_{\text{post}}(E, E_n), \quad (1.33)$$

а именно величина и стабильность граничной энергии E_1^{th} первого слагаемого (1.33) – спектра предделительных нейтронов $N_{\text{pre}}(E, E_n)$. Для $E_n = 14.7$ МэВ и $E_f = 6$ МэВ получим из (1.32) $E_1^{\text{th}} = 8.7$ 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 (1.33) $N_{\text{post}}(E, E_n)$ с ростом энергии E (см. (1.21)) 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 [7, 9, 10, 68], 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. 1.5 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 anomalно мягких нейтронов в виде избытка в наблюдаем распределении $N(E, E_n)$ в сравнении с расчетным спектром МНД [9, 10, 18] при указанных E ($E_n = 14.7$ МэВ). Данные на рис. 1.4 и в табл. 1.3 позволяют заключить, что существует вполне отчетливая тенденция уменьшения относительного выхода anomalно мягкой компоненты спектра нейтронов деления с увеличением делимости ядра. Количественный анализ полученных данных будет представлен в четвертой главе.

§1.5. Спектры нейтронов эмиссионного деления ^{232}Th при $E_n = 14.6$ и 17.7 МэВ

Указанные выше особенности в распределениях $R(E, E_n)$ для $E_n = 14.7$ МэВ стимулировали дальнейшие экспериментальные работы. Несомненно, более детальная информация о форме распределения $R(E, E_n)$ в зависимости от энергии первичных нейтронов за порогом эмиссионного деления $E_n > B_{fA-1}$ представляла значительный интерес. Мы не имели возможности провести такие исследования для всех четырех ядер из-за недостатка времени работы на ускорителе. Выбран был изотоп ^{232}Th . Как видно на рис. 1.5, в распределении $R(E, E_n)$ при $E_n = 14.7$ МэВ для ядра ^{232}Th наблюдается наибольший подъем в области низких энергий $E < 2$ МэВ. Для проверки наличия такого эффекта в работе [14] измерены для этого ядра распределения при близкой энергии $E_n = 14.6$ МэВ и более высокой $E_n = 17.7$ МэВ.

На рис. 1.7 приводятся отношения $R(E, E_n)$ для ядра ^{232}Th , измеренные на спектрометре ФЭИ при $E_n = 14.6$ МэВ и 17.7 МэВ [14, 16]. Верхняя граница диапазона энергий вылетающих нейтронов, в котором измерены спектры МНД, в основном обусловлена статистикой счета и фоновыми условиями эксперимента. Характерные скорости счета делений $n_f \approx 3 \times 10^4$ и сопровождающих их нейтронов $n_n \approx 5$ в минуту близки к значениям, приведенным в табл. 1.1 для ^{232}Th при $E_n = 14.7$ МэВ. Число зарегистрированных нейтронов за полное время измерений составляло $n_n t \approx 7 \times 10^4$. Величина статистической погрешности точек временного спектра

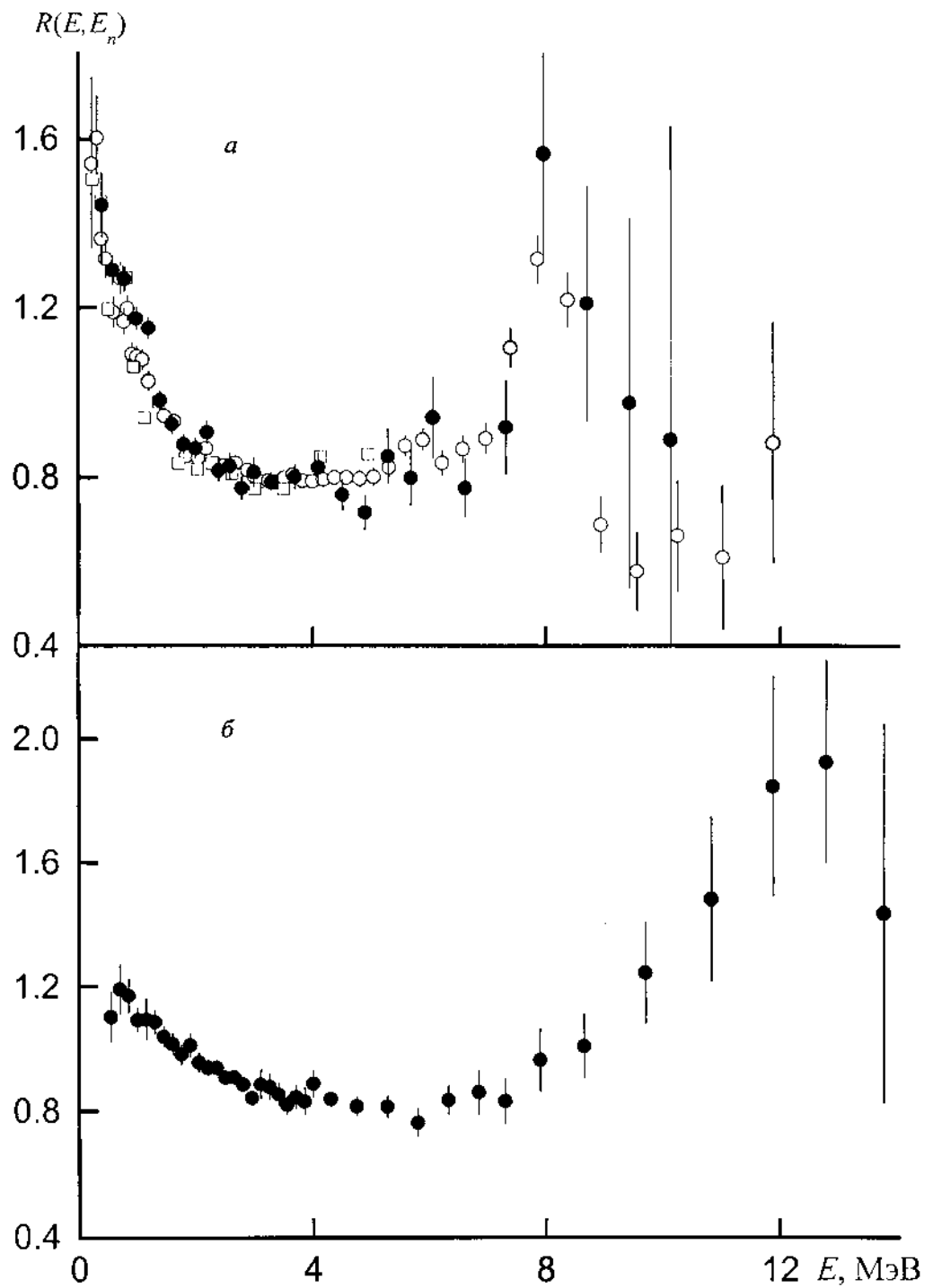


Рис.1.7. Экспериментальные отношения $R(E, E_n)$ исследованных спектров нейтронов деления $^{232}\text{Th} + n$ к спектру нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf для следующих значений энергии первичных нейтронов: на рис. *a* – для $E_n = 14.3$ [20] (точки \square), 14.6 [14] (\bullet) и 14.7 МэВ [10] (\circ), на рис. *б* – для $E_n = 17.7$ МэВ [14]

изменялась от 1.5% при $E \approx 1$ МэВ до 30% при энергии нейтронов, близкой к верхней границе. Суммарная погрешность конечных результатов измерений несколько выше за счет погрешностей различных поправок, которые вводились в процессе обработки экспериментальных данных.

На рис. 1.7, *a* результаты для $E_n = 14.6$ МэВ сравниваются с данными более ранних измерений (I) для $E_n = 14.7$ МэВ (рис. 1.5) [9, 10]. В пределах погрешностей (которые несколько больше для $E_n = 14.6$ МэВ) результаты двух измерений удовлетворительно согласуются между собой. Здесь же представлены данные для ядра-мишени ^{232}Th при $E_n = 14.3$ МэВ, измеренные Васильевым и др. [20] в более узком диапазоне энергий вторичных нейтронов 0.25–5 МэВ. Видно, что форма распределений $R(E, E_n)$, полученных в трех экспериментах, одна и та же. Идентичность формы в разных экспериментах, особенно в области низких энергий $E < 2$ МэВ, где был обнаружен аномально высокий выход мягких нейтронов, дает большую уверенность в реальном существовании такого эффекта.

Из рис.1.7 видно, что отношения $R(E, E_n)$, полученные для начальных энергий нейтронов $E_n = 14.6$ (14.7) и 17.7 МэВ, подобны. В высокоэнергетической части этих распределений наблюдается максимум, связанный с обрезанием спектра предравновесных нейтронов реакции (n, n') порогом деления остаточного ядра $A - 1$ (^{232}Th). Положение максимума задается соотношением (1.32). При $E_n = 17.7$ МэВ максимум в высокоэнергетической части распределения $R(E, E_n)$ смещен в сторону больших энергий вторичных нейтронов E по сравнению с положением максимума при 14.6 (14.7) МэВ. Величина такого смещения, согласно (1.32), соответствует разнице значений двух начальных энергий нейтронов. Следует иметь в виду, что из-за низкого выхода МНД при высоких энергиях E и фоновых условий эксперимента чрезвычайно трудно измерить форму распределения $R(E, E_n)$ в окрестности максимума, и чем выше E_n , тем сложнее это сделать.

В табл. 1.4 приведены экспериментальные значения средней энергии и средней множественности вторичных нейтронов, сопровождающих деление

^{232}Th для указанных выше энергий первичных нейтронов.

В низкоэнергетической части $R(E, E_n)$ на рис. 1.7 наблюдается подъем при $E < 2$ МэВ, при этом производная $|dR/dE|$ для $E_n = 14.6$ (14.7) МэВ больше аналогичной величины для 17.7 МэВ. В традиционном представлении о двух источниках нейтронов при эмиссионном делении этот подъем должен быть связан с испарительной компонентой предделительных нейтронов. Как будет показано ниже, для ядра ^{232}Th наблюдается избыток мягких нейтронов в экспериментальных распределениях при $E_n = 14.6$ (14.7) и 17.7 МэВ по сравнению с результатами расчета в модели двух источников.

Таблица 1.4.

Экспериментальные значения средней энергии и среднего выхода нейтронов, сопровождающих деление ядра-мишени ^{232}Th

E_n , МэВ	$\bar{E}_{\text{эксп}}$, МэВ	$\bar{n}_{\text{эксп}}$
14.6	1.87 ± 0.04	4.06 ± 0.10
14.7	$1.84 \pm 0.03^*$	$3.92 \pm 0.09^*$
17.7	1.95 ± 0.04	4.33 ± 0.13

* Значения из табл. 1.2

§1.6. Спектры нейтронов деления ^{238}U при $E_n = 5, 6, 7, 13.2, 16$ и 17.7 МэВ

Из табл. 1.1 следует, что при одном числе зарегистрированных нейтронов $(n_n t)_{\text{Th}} = (n_n t)_{\text{U}}$ при делении ядер-мишеней ^{232}Th и ^{238}U , время набора событий t_{Th} для первого ядра значительно превышает t_{U} для второго. Это связано с тем, что сечение деления ^{232}Th существенно меньше сечения деления ^{238}U , например, при энергии $E_n = 14.7$ МэВ они отличаются в три раза. В то время наблюдаемая амплитуда подъема в низкоэнергетической части спектров $R(E, E_n)$ при $E < 2$ МэВ (рис.1.5) для ядер-мишеней ^{232}Th и ^{238}U , на изучение которых направлены усилия, практически не отличаются по величине. Экспериментальные исследования формы распределения $R(E, E_n)$ в

зависимости от энергии E_n на примере ^{232}Th потребовали бы значительных затрат ускорительного времени. По этой причине основные измерения были выполнены с камерой деления с изотопом ^{238}U .

На рис. 1.8 приводится совокупность экспериментальных отношений $R(E, E_n)$ для ядра ^{238}U , измеренных на спектрометрах ФЭИ (см. II, III) при $E_n = 5$ [15], 6, 7 [17], 13.2 [15], 16 и 17.7 МэВ [13]. С учетом результатов эксперимента, представленных на рис. 1.5 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 $E_n = 6$ МэВ 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.1.5) 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.

Результаты эксперимента и его описание для вынужденного деления ^{238}U при $E_n = 5$ МэВ представлены на рис. 1.9 в виде отношения исследуемого спектра к распределению Максвелла с $T = 1.353$ МэВ. Значение параметра получено из подгонки соотношения (1.23) к экспериментальным данным в интервале энергий нейтронов $E = 0.5 - 12.28$ МэВ, где $m(E)$ определяется выражением (1.24) с параметрами B_i , полученными для спектра ^{252}Cf . Как и для энергии $E_n = 2.9$ МэВ [9, 10], наблюдается единообразие в поведении отклонения измеренного спектра от максвелловского распределения с нейтронами спонтанного деления. Этот результат, как обсуждалось выше, не является независимым и определяется предположением, сделанным в относительных измерениях, о форме спектра стандарта.

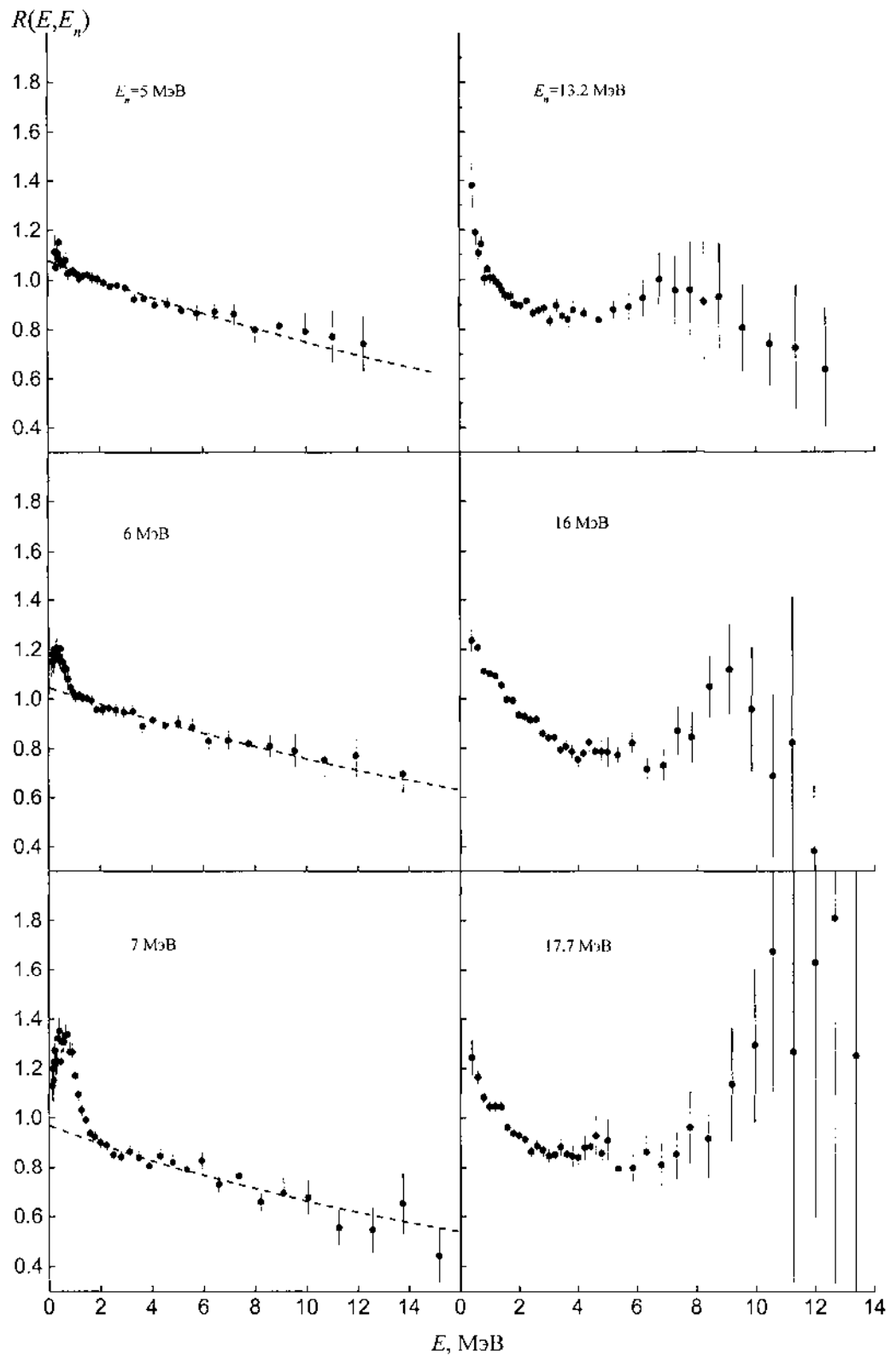


Рис. 1.8. Экспериментальные отношения $R(E, E_n)$ исследованных спектров нейтронов деления $^{238}\text{U} + n$ к спектру нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf для значений энергии первичных нейтронов: $E_n = 5$ [11], 6, 7 [16], 13.2 [11], 16 и 17.7 MeV [16]. Штриховые линии – аппроксимация соотношением (1.29)

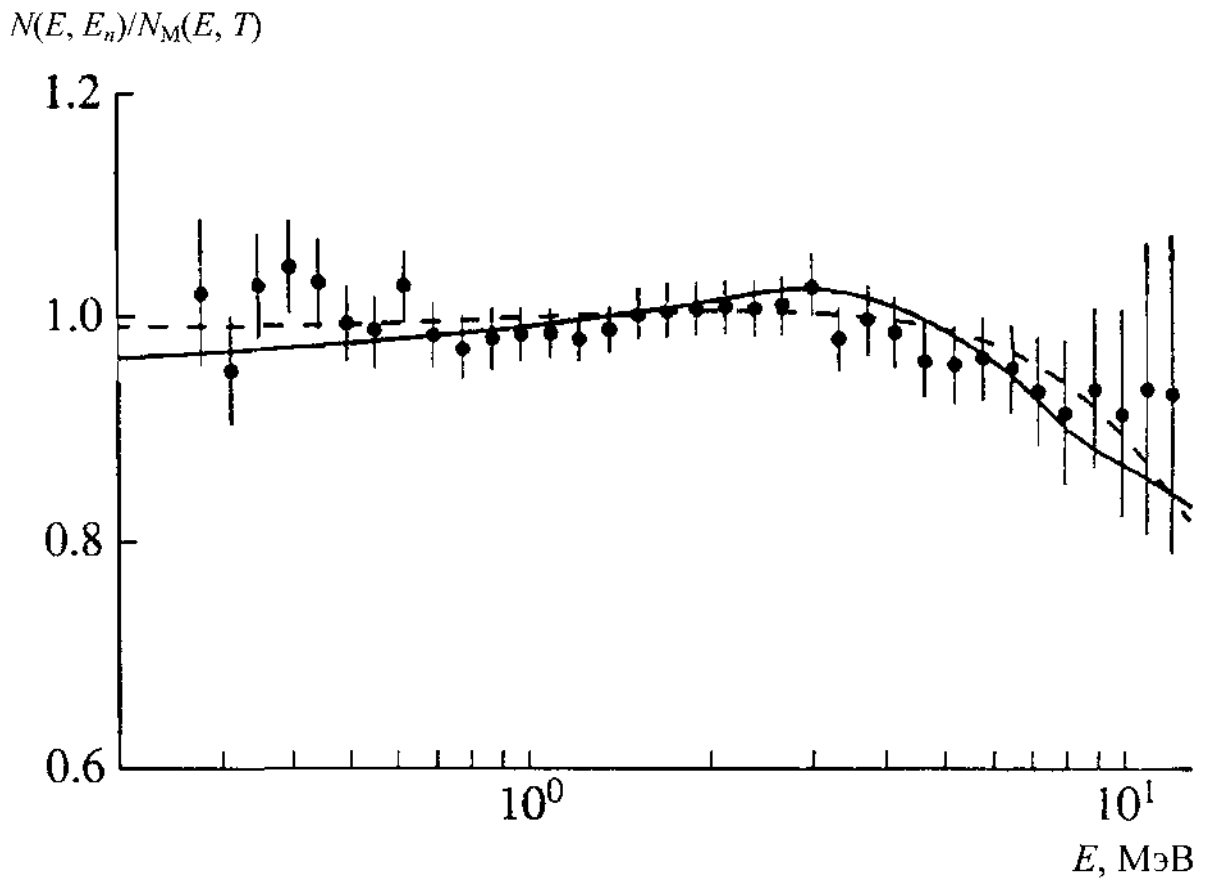


Рис. 1.9. Отношение спектра мгновенных нейтронов деления ядра-мишени ^{238}U при $E_n=5$ МэВ к распределению Максвелла $N_M(E, T)$ с $T = 1.353$ МэВ. Точки - экспериментальные данные работы [11]. Обозначения кривых те же, что и на рис. 1.4

В работах [119. 120] по вынужденному делению ядер актинидов при определении эффективности нейтронного детектора и калибровки энергетической шкалы времяпролетного спектрометра использовались различные реакции, например, $N(n, n')$ - рассеяние, $T(p, n)^3\text{He}$, ${}^9\text{Be}(d, n)^{10}\text{B}$, т.е. априори не закладывалась информация о $m(E)$. В измеренных спектрах также наблюдаются отклонения от распределения Максвелла. Таким образом, можно говорить об "универсальности" обсуждаемых отклонений и учете их с помощью поправки к распределению (1.21). На рис. 1.9 штриховая кривая соответствует распределению Уатта с параметрам $q = 1.169$ МэВ и $w = 0.265$ МэВ.

Таблица 1.5.

Параметры описания спектра нейтронов деления ${}^{238}\text{U}$ при $E_n = 5$ МэВ

$E_{\min} - E_{\max}$ МэВ	$N_M(E, T)$			$N_M(E, T)m(E)$			$N_W(E, q, w)$			
	T , МэВ	$\bar{E}_{\text{эксп}}$, МэВ	c^2	T , МэВ	$\bar{E}_{\text{эксп}}$, МэВ	c^2	w , МэВ	q , МэВ	$\bar{E}_{\text{эксп}}$, МэВ	c^2
0.28-12.27	1.341	2.012	0.40	1.349	2.024	0.32	0.228	1.191	2.015	0.34
0.50-12.27	1.342	2.013	0.37	1.353	2.030	0.50	0.265	1.169	2.019	0.27

В табл. 1.5 представлены значения параметров соответствующих распределений (1.21), (1.23), (1.11), которые подтверждают вывод, что если измерения спектров нейтронов деления проведены для широкого энергетического интервала, то не имеет значения, какими выражениями – (1.11) или (1.21) – аппроксимировать экспериментальные распределения при определении средней энергии нейтронов (различие в значениях \bar{E} составляет не более 0.01 МэВ от среднего значения 2.02 МэВ, полученного по всем \bar{E} , приведенным в табл. 1.5, что меньше величины экспериментальной погрешности, равной 0.03 МэВ). В экспериментальную погрешность кроме статистической входят:

- 1) погрешность, связанная с конечной шириной исследованного диапазона энергий вторичных нейтронов;
- 2) погрешность, связанная с экстраполяцией измеренного спектра $N(E, E_n)$ максвелловским распределением при энергии ниже граничной $E < E_{\min}$, равной энергетическому порогу нейтронного детектора;
- 3) погрешности вводимых поправок.

Общая же тенденция в поведении \bar{E} такова: наименьшее значение соответствует выражению (1.21), наибольшее – (1.23). То же для спектра нейтронов деления ^{252}Cf : $\bar{E} = 2.096$ МэВ для (1.21); 2.121 МэВ для (1.11) или (1.25); 2.13 МэВ для (1.23).

В табл. 1.6 дана выборка значений средней энергии изучаемого спектра и их экспериментальные погрешности. Первое значение выбрано согласно результатам параметризации экспериментальных данных соотношениями (1.11), (1.21), (1.23) как среднее по всем \bar{E} из табл. 1.5. Второе значение определялось из непосредственно наблюдаемого спектра $N(E, E_n)$ согласно выражению

Таблица 1.6

Средние значения энергии нейтронов деления ядер ^{238}U при $E_n = 5$ МэВ

Выборка \bar{E}	$\bar{E}_{\text{эксп}}$, МэВ	\bar{E} , МэВ
\bar{E} согласно табл. 1.5	2.02 ± 0.03	2.03 ± 0.03
\bar{E} согласно (1.34)	2.01 ± 0.03	2.02 ± 0.03
Принятое значение	2.02 ± 0.03	2.03 ± 0.03
Систематика [111]	$2.054, \bar{n}_f = 3.024$	
Систематика [116]	$2.063, \bar{n}_f = 3.024$	

$$\bar{E} = \int_0^{\infty} EN(E, E_n)dE \quad \left(\int_0^{\infty} N(E, E_n)dE = 1 \right) \quad (1.34)$$

с учетом вклада нейтронов с энергией ниже порога регистрации $0 < E \leq 0.2$ МэВ, используя распределение Максвелла.

В табл. 1.6 приведены значения средних энергий $\bar{E}_{\text{эксп}}$ полученные из измеренных спектров нейтронов деления. Кроме того, приведены значения \bar{E} с учетом поправки (1.17) на угловую корреляцию между вторичными и первичными нейтронами, которая возникает вследствие угловой анизотропии разлета осколков и сильной угловой корреляции между направлением движения постделительных нейтронов и осколков деления. За окончательное значение средней энергии нейтронов \bar{E} принята величина, равная 2.03 ± 0.03 МэВ. В табл.

1.6 также представлены значения \bar{E} для систематик [111, 116].

На рис. 1.8 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. 1.5) и ^{232}Th с $E_n=14.6, 17.7$ МэВ (рис.1.7). Средние энергии, определенные согласно (1.34) для $E_n = 6, 7, 13.2, 16, 17.7$ МэВ, даны в табл. 1.7.

Таблица 1.7.

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

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

Обращают на себя внимание низкие значения $\bar{E}_{\text{эксп}}$ (см. также табл. 1.2 и 1.4) при энергиях эмиссионного деления ядер $E_n \geq 7$ МэВ. Они 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?

Во введении отмечалось, что знание шансового строения энергетической зависимости сечения деления есть неременное условие для корректного проведения анализа результатов эксперимента в области энергий эмиссионного деления ($E_n > E_{fA-1} \approx 6$ МэВ). Соотношения, задающие энергетическую зависимость выходов постделительных, предделительных нейтронов, содержат весовые отношения s_{fA-x}/s_f , которые определяют вклад каждого шанса в эмиссионном процессе деления. Используемые подходы, применяемые нами при анализе сечений деления, и полученные результаты

рассматриваются во второй главе диссертации.

В свою очередь, важной характеристикой при описании сечений деления и анализе его шансовой структуры в рамках статистической теории является плотность ядерных уровней $r(U, J)$ как функция энергии возбуждения U и орбитального углового момента J . В третьей главе проведено тестирование важнейших моделей – модели ферми-газа и обобщенной сверхтекучей модели, а также их модификаций.

Г Л А В А I I
ОПИСАНИЕ И АНАЛИЗ ШАНСОВОЙ СТРУКТУРЫ СЕЧЕНИЯ
ДЕЛЕНИЯ АКТИНИДНЫХ ЯДЕР

В основе описания сечения деления и его шансовой структуры актинидных ядер ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U и ^{237}Np рассматриваемых во второй главе лежит метод, апробированный нами в [68] 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.

§2.1. Статистический подход при описании делимости ядер

Ниже порога эмиссионного деления сечение деления $S_f(E^*)$ в рамках модели составного ядра можно представить как

$$S_f(E^*) = p \mathbf{D}^2(E_a) \sum_{J,l,j} g_J T_{lj}(E_a) P_f^{Jp}(E^*) = \sum_J S_c^J(E_a) P_f^{Jp}(E^*), \quad (2.1)$$

$$P_f^{Jp} = [T_f / (T_f + T_n + T_g)]_{Jp}, \quad (2.2)$$

$$T_n^{Jp}(E^*) = \sum_{l',j'} \sum_{n'} T_{l'j'}(E^* - B_n - E_{n'}) + \sum_{J',l',j'} \int_0^{E^* - B_n - E_{n\max}} T_{l'j'}(E) r_n(E^* - B_n - E, J') dE, \quad (2.3)$$

где \mathbf{D}_a – длина волны налетающей частицы a с энергией E_a ; $g_J = (2J+1)/[(2s_a+1)(2I_0+1)]$ – статистический множитель, определяемый спином частицы s_a , спином ядра-мишени I_0 и угловым моментом составного ядра J ; $T_{lj}(E_a)$, $T_{l'j'}(E)$ – коэффициенты прилипания для налетающей частицы a с энергией E_a и нейтрона с энергией E ; $P_f^{Jp}(E^*)$ – делимость составного ядра с энергией возбуждения $E^* = E_a + B_a$ для заданных величин спина J и четности p ; S_c^J – сечение образования составного ядра при фиксированном значении углового момента; T_f, T_n, T_g – проникаемости для процессов деления, эмиссии нейтрона и радиационной разрядки соответственно; E_n и $r_n(U, J)$ –

дискретные уровни и плотность уровней сплошного спектра возбуждений остаточного ядра после эмиссии нейтрона. Энергия возбуждения остаточного ядра U в $r(U, J)$ (2.3) связана с энергией возбуждения составного ядра E^* , энергией связи B_n и кинетической энергией вылетающего нейтрона E уравнением баланса $U = E^* - B_n - E$. Разделение T_n^{Jp} на дискретную и непрерывную части спектра уровней остаточного ядра существенно в дальнейшем, в частности при выборе модели плотности уровней при описании делимости ядер в переходной области и сечения деления актинидных ядер.

Делительную проницаемость, опуская индексы J и p , можно представить квазиклассическим соотношением для средней проницаемости двугорбого барьера [87] так:

$$T_f(E^*) = \frac{T_A(E^*)T_B(E^*)}{T_A(E^*) + T_B(E^*)}, \quad (2.4)$$

$$T_i(E^*) = \int_0^{E^* - E_{fi}} \frac{r_{fi}(E^* - E_{fi} - U)dU}{1 + \exp(-2pU/\hbar w_i)}, \quad (2.5)$$

где E_{fi} и $\hbar w_i$ – высоты и параметры кривизны горбов ($i = A$ или B). В дискретной области отдельные переходные состояния (каналы деления) можно выделить в (2.5) по аналогии с (2.3). Благодаря размытию, обусловленному конечной проницаемостью барьеров ($\hbar w_i \cong \Delta E_{fi} \neq 0$), вклад таких каналов можно моделировать, как в [50], допуская постоянство $r_{fi}(U)$ при $U \leq E^* - E_{fi} \cong 0.5 \div 1$ МэВ. Отметим свойство, важное при выборе ядер, наиболее благоприятных для анализа сечения деления нейтронами актинидных ядер $s_f(E_n)$, которое заключается в том, что при преобладании одной из проницаемостей $T_i(E^*)$ проницаемость всего барьера будет определяться меньшей, например при $T_A \gg T_B$ $T_f = T_B(1 + T_B/T_A)^{-1} \approx T_B$.

В предположении, что в радиационные ширины ядер доминирующий вклад вносят электрические дипольные переходы, выражение для проницаемости радиационных каналов, опуская индексы J и p , имеет вид

$$T_g(E^*) = k_g \int_0^{E^*} e_g^3 r(E^* - e_g) de_g, \quad (2.6)$$

где e_g – энергия вылетающего g -кванта. Нормировочная константа k_g определяется через экспериментальные значения отношения Γ_g / D_0 , полученные из анализа нейтронных резонансов

$$T_g(B_n) = 2p (\Gamma_g / D_0)^{\text{эксп}}. \quad (2.7)$$

Величины Γ_g , D_0 брались из работы [121].

В области доактинидных ядер $\tilde{V}(a) \gg |dW(a)|$ делительная проницаемость определяется одногорбой структурой потенциального барьера деления. В реакциях деления, вызванных разнородными частицами, удобно анализировать не сечение деления, а делимость (вероятность деления), которая согласно (2.1) определяется соотношениями

$$P_f(E^*) = \frac{s_f(E^*)}{s_c(E^*)} = \sum_J P_f^J s_f^J(E^*) / s_c(E^*), \quad (2.8)$$

где $s_c = \sum_J s_c^J$ – полное сечение образования составного ядра. Величина $P_f(E^*)$ значительно слабее зависит от характеристик налетающей частицы, чем сечение деления, и это свойство является весьма благоприятным для сопоставления экспериментальных данных, разнородных по способу возбуждения. Для определения сечений образования составного ядра $s_c(E_a)$ обычно привлекается оптическая модель. При анализе актинидных ядер в расчетах использовалось квазиклассическое приближение для распределения угловых моментов

$$s_c^J \sim \begin{cases} 2J+1 & \text{для } J \leq J_{\max}, \\ 0 & \text{для } J > J_{\max}. \end{cases} \quad (2.9)$$

Максимальный угловой момент определяется на основе оптических расчетов

$$J_{\max}^2 = 2 \sum_J (2J+1) T_J J(J+1) / \sum_J (2J+1) T_J = 2 \langle J^2 \rangle_{\text{опт}}. \quad (2.10)$$

В рамках поставленной задачи требует к себе внимания низкоэнергетический участок $U \leq U_0 \sim (1 \div 2) \Delta_0$, в пределах которого спектроскопические данные о низколежащих уровнях обнаруживают

отступления от статистического описания. Главной причиной их, как следует из [87], является малое число возбужденных квазичастиц, которое в указанном интервале энергий минимально: 0 для четно-четных ядер, 1 для нечетных и 2 для нечетно-нечетных ядер. С этой точки зрения четно-четные делящиеся ядра для статистического описания представляют собой наименее благоприятный объект.

В области энергий эмиссионного деления (7) наблюдаемое сечение деления представляет собой сумму (8) вкладов парциальных сечений делений ядер после испускания x -нейтронов. Максимально возможное число предделительных нейтронов x_{\max} при заданной энергии возбуждения E^* исходного составного ядра A определяется согласно (7) из условия $E_{x=x_{\max}}^* \leq E^* < E_{x=x_{\max}+1}^*$. В (8) сечение деления S_{fA} составного ядра с моноэнергией возбуждения $E^* = E_n + B_{nA}$ определяется соотношением (2.1). Остаточные ядра $A-x$, образовавшиеся после испускания $x=1, 2, \dots$, в отличие от исходного ядра A , распределены по энергии возбуждения U в интервале

$$0 \leq U \leq U_{A-x}^{\max} = E^* - \sum_{i=1}^x B_{nA+1-x} \quad (2.11)$$

Деление ядер $A-x$ происходит при условии $U \geq E_{fA-x}$ (с точностью до туннельной проницаемости барьера деления), а эмиссия нейтронов при $U \geq B_{nA-x}$.

Мы не будем приводить здесь громоздкие соотношения для расчета парциальных сечений деления $S_{fA-x} \equiv S_{fx}$ и спектров эмиссии нейтронов из возбужденных ядер $A-x$. Они достаточно полно представлены в работе [122] в рамках формализма Хаузера-Фешбаха [123].

§2.2. Делимость ядер в диффузионной модели

Привлекаемая в наших работах [55, 77] концепция, начало которой было положено работой [124], получила название диффузионной модели или флуктуационно-диссипативной динамики. Обсуждаемый здесь вопрос есть не-

большая часть приложений данной модели в физике деления [125, 126]. Рассматривается классический вариант диффузионной модели для изучения влияния ядерного трения на вероятность деления ядер. Возможен квантовый подход (см. [127])

Применение принципов броуновского движения в поле сил к задаче прохождения ядерной системы через барьер оказалось весьма плодотворным, например, при объяснении систематического превышения экспериментальной множественности предделительных нейтронов в реакциях с тяжелыми ионами [4, 128] над результатами расчета по статистической модели. В диффузионной модели делительная переменная a (деформация) и сопряженный импульс $p = \mathbf{m}u$ рассматриваются как классические переменные. Временная эволюция ядерной системы в двухмерном фазовом пространстве описывается функцией распределения (плотностью вероятности) $W(a, u, t)$, которая удовлетворяет уравнению Фоккера–Планка (УФП) [129– 131]

$$\frac{\partial W(a, u, t)}{\partial t} = -u \frac{\partial W(a, u, t)}{\partial x} - k(a) \frac{\partial W(a, u, t)}{\partial u} + b \frac{\partial [uW(a, u, t)]}{\partial u} + J \frac{\partial^2 W(a, u, t)}{\partial u^2} \quad (2.12)$$

Здесь функция $k(a) = -m^{-1} \partial V(a) / \partial a$ связана с потенциальной энергией деформации $V(a)$. $b = h / m$ – приведенный коэффициент ядерного трения (коэффициент ядерного трения h , деленный на приведенную массу m ядерной системы), $J = bq / m$ – коэффициент диффузии, $q = (E^* / a)^{1/2}$ – температура ядра (термостата). Приведенная масса $m = M_1 M_2 / (M_1 + M_2)$ (M_1, M_2 – массы дополнительных осколков) при $M_1 = M_2 = M / 2$ равна $m = M / 4$.

Получить в общем виде решение задачи о преодолении потенциального барьера, основываясь на принципах броуновского движения, с помощью УФП чрезвычайно сложно. Особенно интересен частный случай, когда начальное квазистационарное и переходное состояния физически значимы. Практически это означает, что высота потенциального барьера, соответствующая деформации $a = a_0$, намного превосходит энергию теплового движения, т.е. выполняется условие $E_f \gg q$. Это условие является необходимым и для применения метода

переходного состояния при статистическом рассмотрении задачи, где предполагается равновесие между внутренними и коллективными (связанными с делением) степенями свободы. В отличие от статистического подхода в диффузионной модели учитывается взаимодействие между ними, которое Крамерс [124] моделировал ядерным трением ($b \neq 0$). В этом случае равновесное распределение имеет место не при всех значениях a . Только в непосредственной близости от первого минимума потенциальной энергии $V(a)$,

$a = a_1$, в силу условия $E_f \gg q$, с высокой степенью точности осуществляется равновесное распределение Максвелла–Больцмана

$$W^{\text{MB}}(a, u) = C \exp[-(mu^2/2 + V(a))/q]. \quad (2.13)$$

Легко проверить, что функция (2.13) удовлетворяет УФП (2.12). При условии $a > a_0$ предполагается, что плотность состояний намного меньше, чем того требует равновесное распределение (2.13). Происходит медленная диффузия через барьер, стремящаяся восстановить равновесные условия при всех значениях a . Предположение о том, что квазистационарные условия $\partial W(a, u, t)/\partial t = 0$ преобладают всюду и аппроксимация энергии деформации $V(a)$ в окрестности седловой точки $a = a_0$ и первого минимума $a = a_1$ квадратичной формой

$$V_i(a) = \begin{cases} E_f - mw_0^2(a - a_0)^2/2, & \text{вблизи } a = a_0, \\ mw_1^2(a - a_1)^2/2, & \text{вблизи } a = a_1, \end{cases} \quad (2.14)$$

где w_0, w_1 – частоты осциллятора, соответствующие кривизне $V(a)$ в седловой точке $a = a_0$ и в первой яме $a = a_1$, приводят к решению УФП в виде

$$W_i(a, u) = \begin{cases} W_0^{\text{MB}}(a, u) [(a - b)/2pJ]^{1/2} \int_{-\infty}^x \exp[-(a - b)z^2/2J] dz, & \text{вблизи } a = a_0, \\ W_1^{\text{MB}}(a, u), & \text{вблизи } a = a_1. \end{cases} \quad (2.15)$$

Здесь $W_i^{\text{MB}}(a, u) = C \exp\left[-\left(mu^2/2 + V_i(a)\right)/q\right]$, $a = (b^2/4 + w_0^2)^{1/2} + b/2$, $x = u - a(a - a_0)$.

Делительная ширина по Крамерсу, соответствующая стационарному решению УФП, определяется выражением

$$\Gamma_f^K = \mathbf{h}J_0/N_1 = (\mathbf{h}w_1/2p)\exp(-E_f/q)\left\{\left[(b/2w_0)^2 + 1\right]^{1/2} - (b/2w_0)\right\}, \quad (2.16)$$

где $J_0 = \int_{-\infty}^{+\infty} W_0(a = a_0, u) u du = C(q/m)\left[(a-b)/a\right]^{1/2} \exp(-E_f/q)$ – ток диффузии

через седловую точку $a = a_0$; $N_1 = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} W_1(a, u) da du = C(2pq/mw_1)$ число ядер

(состояний) в первой яме потенциальной энергии деформации. При исчезновении динамического трения, т.е. при условии $b \ll 0$,

$$\Gamma_f^K(b \rightarrow 0) = (\mathbf{h}w_1/2p)\exp(-E_f/q). \quad (2.17)$$

Выражение (2.17) иногда называют аппроксимацией метода переходного состояния.

Делительную ширину, определенную по традиционно используемой формуле Бора–Уиллера,

$$\Gamma_f^{BW} = \mathbf{h} \frac{J_0(E^* - E_f)}{N_1(E^*)} = \mathbf{h} \frac{\left(dE^*/2p\mathbf{h}\right) \int_0^{E^* - E_f} r(E^* - E_f - k) dk}{r(E^*) dE^*}, \quad (2.18)$$

при плотности уровней, соответствующей модели постоянной температуры

$r(U) = C \exp(U/q)$, для $E^* - E_f \geq 3$ МэВ с хорошей точностью можно аппроксимировать выражением

$$\Gamma_f^{BW} = (q/2p)\exp(-E_f/q). \quad (2.19)$$

Как показал Струтинский [132], разные множители $q/2p$ и $\mathbf{h}w_1/2p$ перед экспонентой $\exp(-E_f/q)$ соответственно в (2.19) и (2.17) обусловлены тем, что в определении числа начальных состояний $N_1(E^*)$ в (2.18) не учитываются состояния коллективного движения. Между тем как при оценке тока $J_0(E^* - E_f)$ на барьере деления речь идет именно о пространстве таких состояний. Число начальных состояний ядер с энергией возбуждения от E^* до $E^* + dE^*$ с учетом коллективного движения определяется соотношением

$$N_1(E^*) = \left(dE^*/2p\mathbf{h}\right) \int da \int dp r(E^* - E_{\text{col}}(a, p)). \quad (2.20)$$

Правильная формула (2.20), если считать как обычно $E^* \gg E_{col}$, дает

$$N_1(E^*) = (q/hw_1)r(E^*)dE^*. \quad (2.21)$$

Соответствующая ей делительная ширина Γ_f^{BW} , которая отличается от традиционно используемой множителем hw_1/q , совпадает с (2.17):

$$\Gamma_f^{BW} = (hw_1/q)\Gamma_f^{BW} = \Gamma_f^K(b \rightarrow 0). \quad (2.22)$$

Связь между $\Gamma_f^K(E^*, b)$ по Крамерсу и $\Gamma_f^{BW}(E^*)$ по Бору–Уиллеру (с учетом множителя hw_1/q), устанавливается соотношением

$$\Gamma_f^K(E^*, b) = \Gamma_f^{BW}(E^*) \left[\sqrt{(b/2w_0)^2 + 1} - (b/2w_0) \right] = \Gamma_f^{BW}(E^*) \tilde{g}(b/2w_0). \quad (2.23)$$

Во многих работах фактор hw_1/q , которым Γ_f^K при малом трении отличается от Γ_f^{BW} , не учитывают в расчетах. Из (2.23) следует, что для стационарного случая наличие вязкости ядерной материи ($b > 0$) приводит к уменьшению делительной ширины в сравнении с Γ_f^{BW} , так как $\tilde{g}(b/2w_0) < 1$. Это происходит из-за снижения тока вероятности через барьер. Критическое затухание имеет место при $b/2w_0 = 1$ ($\tilde{g}(1) = \sqrt{2} - 1$).

В действительности квазистационарный поток через барьер деления устанавливается не мгновенно, а через характерное время $t(b)$, которое зависит от приведенного коэффициента ядерного трения b . Время $t(b)$ есть показатель взаимодействия делительной степени свободы с остальной системой (термостатом). Решение задачи о временной эволюции делящейся системы с помощью нестационарного УФП (2.12) может быть получено аналитически [129, 130], если аппроксимировать $V(a)$ в окрестности a_0 и a_1 гармоническим осциллятором (2.14). В этом случае зависимость делительной ширины определяется выражением

$$\Gamma_f(t) = hI_f(t) = \frac{hs_u \sqrt{1-f^2}}{2ps_a} \left[1 - \frac{J}{(b+A)s_u^2(1-f^2) - J} \right]^{1/2} \times \exp \left[-\frac{E_f}{(1-f^2)s_a^2 mw_1^2} \right]. \quad (2.24)$$

Здесь $f = \exp(-bt)$;

$$s_a^2 = \frac{T}{mw_1^2} \left\{ 1 - f \left[2 \frac{b^2}{b_1^2} \sinh^2 \left(\frac{1}{2} b_1 t \right) + \frac{b}{b_1} \sinh(b_1 t) + 1 \right] \right\};$$

$$s_u^2 = \frac{T}{m} \left\{ 1 - f \left[2 \frac{b^2}{b_1^2} \sinh^2 \left(\frac{1}{2} b_1 t \right) - \frac{b}{b_1} \sinh(b_1 t) + 1 \right] \right\};$$

$$A(t) = -d(t) - \Omega [C \exp(-2\Omega t) + 1] / [C \exp(-2\Omega t) - 1];$$

где $b_1 = \sqrt{b^2 - 4w_1^2}$,

C – произвольная константа, определяемая начальными условиями задачи,

$$d(t) = b/2 - J / \left[s_u^2 (1 - f^2) \right], \quad \Omega^2(t) = d^2(t) + w_0^2 + 2Jfw_0^2 / \left[s_u s_a w_1^2 (1 - f^2) \right].$$

Выражение (2.24) остается ограниченным и реальным даже, когда b_1 равно нулю или становится мнимым. Мнимые значения параметра b_1 ($b/2w_1 < 1$) соответствуют малому трению, действительные b_1 ($b/2w_1 > 1$) – большому трению. Соотношение (2.24) при $t \rightarrow \infty$ переходит в выражение (2.23) для расчета стационарной делительной ширины по Крамерсу.

На рис. 2.1 показана функция $I_f(t, b)$ и безразмерная величина

$j(t) = I_f(t, b) / I_f^K(b)$ для делящегося ядра ^{239}U [77], демонстрирующие, как происходит установление равновесного значения по Крамерсу в процессе временной эволюции системы при малом и большом значении коэффициента трения b .

Длительность переходного процесса t , определяемая как время, за которое $\Gamma_f(t, b) = j(t) \Gamma_f^K(b)$ достигает $0.9 \Gamma_f^K$, получено численным решением уравнения $j(t) - 0.9 = 0$. Из рис. 2.2, а видно, что t по-разному зависит от b для малого ($b/2w_1 < 1$) и большого ($b/2w_1 > 1$) трения. В расчетах принималось $\hbar w_0 = 0.6$ МэВ и $\hbar w_1 = 1$ МэВ. В первом случае с увеличением b возрастает сила взаимодействия внутренних степеней свободы с коллективными и переходное время t уменьшается, как

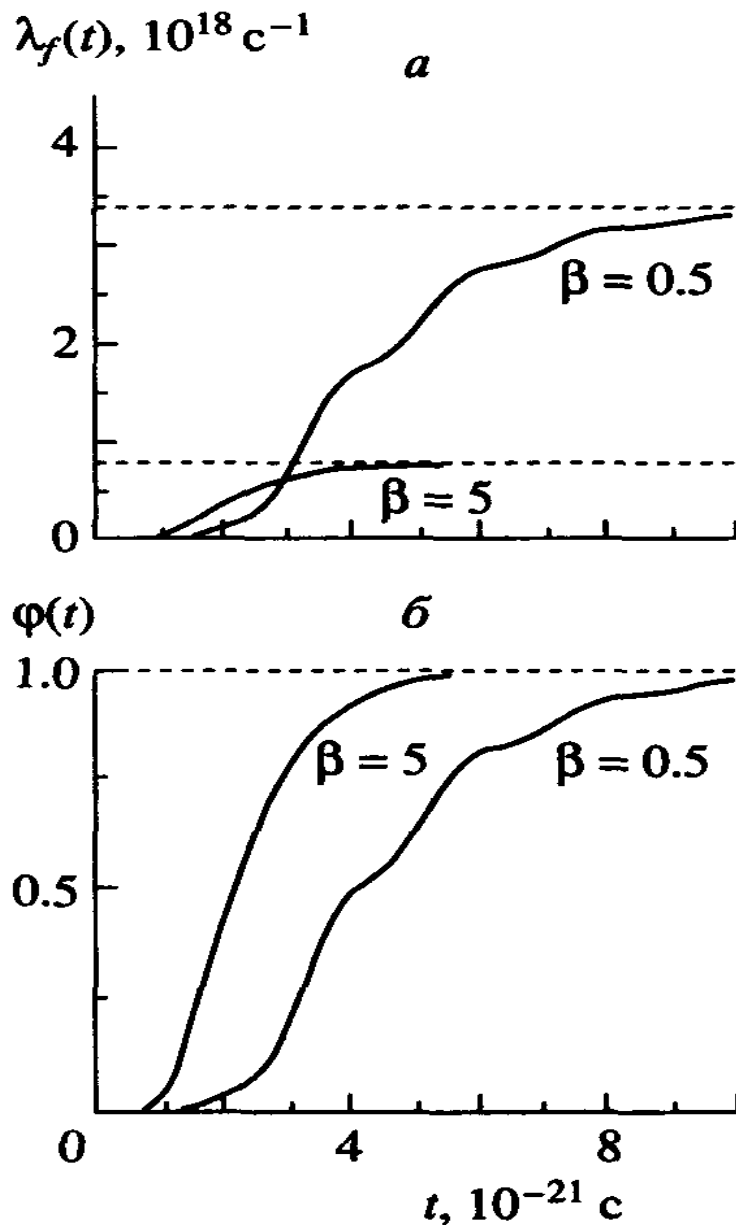


Рис. 2.1. Характеристики переходного процесса при делении возбужденного ядра ^{239}U с температурой $q = 1.5$ МэВ: *a* – зависимость скорости деления $I_f(t)$, вычисленной в седловой точке, от времени для двух значений коэффициента трения b (в ед. 10^{21} c^{-1}), штриховыми линиями показаны квазистационарные значения Крамерса $I_f^K(t)$; *б* – функция $j(t) = I_f(t)/I_f^K(t)$, демонстрирующая процесс установления квазистационарной величины Γ_f^K (штриховая линия)

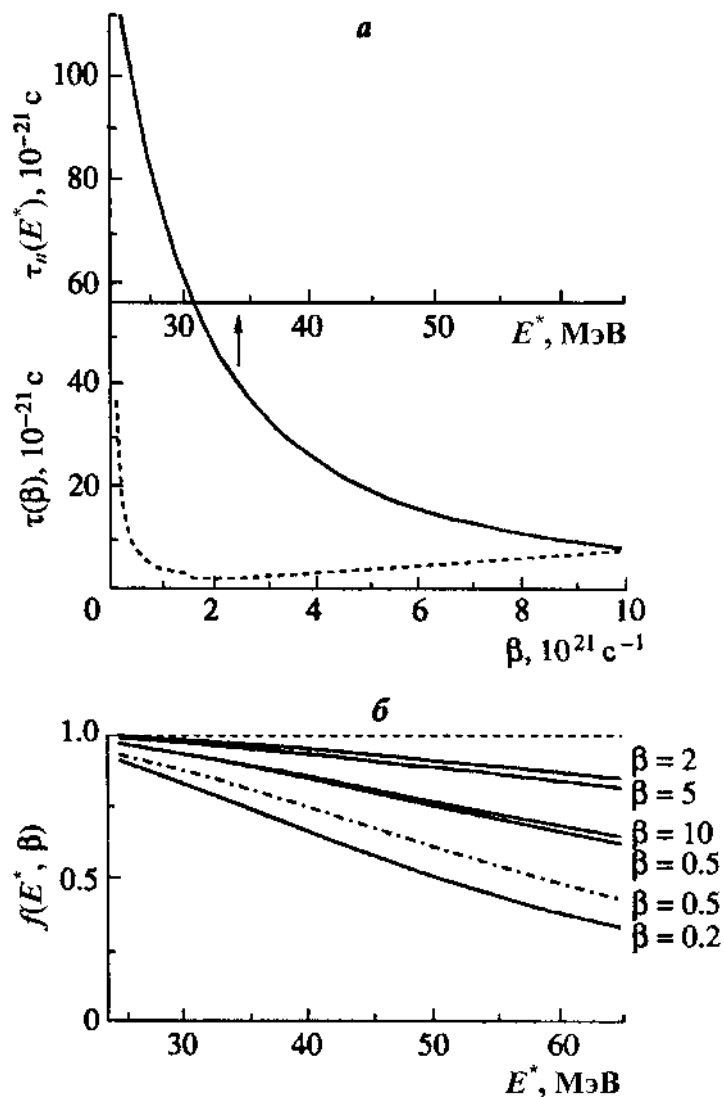


Рис. 2.2. *a* — Переходное время $t(b)$ в зависимости от приведенного коэффициента трения b (штриховая кривая) и среднее время $t_n(E^*)$, необходимое для эмиссии первого нейтрона, как функция энергии возбуждения E^* (сплошная кривая), *б* — Энергетическая зависимость функции $f(E^*, b)$, определяющей влияние переходного процесса на вероятность деления в сравнении с вероятностью деления по Крамерсу, для различных значений b (в ед. 10^{21} с $^{-1}$); штриховая линия соответствует квазистационарному решению, штрихпунктирная — аппроксимации функции переходного процесса $j(t)$ “ступенькой”

$$t \approx b^{-1} \ln(10E_f/q). \quad (2.25)$$

Во втором случае коллективные колебания аperiodически затухают и процесс диффузии замедляется, что приводит к

$$t \approx (b/2w_1^2) \ln(10E_f/q). \quad (2.26)$$

Минимум кривой $t(b)$ на рис. 2.2, а приблизительно соответствует критическому трению $b_c = 2w_0$.

Вероятность деления первого шанса дается формулой [129, 130]

$$P_f(E^*, b) = \int_0^\infty dt \frac{\Gamma_n}{\mathbf{h}} \exp\left(-\frac{\Gamma_n}{\mathbf{h}} t\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{\Gamma_f^K}{\mathbf{h}} \int_0^t j(t') dt'\right)\right]. \quad (2.27)$$

Для стационарного случая, когда $j(t) = 1$ выражение (2.27) дает

$$P_f = P_f^K = \Gamma_f^K / (\Gamma_n + \Gamma_f^K). \quad (2.28)$$

На рис. 2.2, а также показана зависимость среднего времени $t_n(E^*) = \mathbf{h} / \Gamma_n(E^*)$, необходимого для эмиссии первого нейтрона, от энергии возбуждения ядра ^{238}U . Фактор $f(E^*, b) = P_f(E^*, b) / P_f^K$, полученный численным интегрированием (2.27), представлен на рис. 2.2, б и показывает влияние переходного процесса на вероятность деления в сравнении с вероятностью деления по Крамерсу в зависимости от энергии возбуждения E^* при разных величинах параметра b . Наблюдается тенденция к уменьшению делимости с увеличением энергии возбуждения для всех значений b , но наклон этой зависимости $|df(E^*, b)/dE^*|$ существенным образом зависит от коэффициента трения. Влияние фактора b более наглядно проявляется в случае, когда возможно аналитическое представление $f(E^*, b)$. Так, аппроксимация функции переходного процесса «ступенькой»: $j(t) = 0$ при $t < t$ и $j(t) = 1$ при $t > t$, приводит к аналитическому результату

$$f(E^*, b) = \exp\left[-t(b)/t_n(E^*)\right], \quad (2.29)$$

где $t_n(E^*)$ определяет энергетическую зависимость $f(E^*, b)$, а $t(b)$ – наклон кривой относительно стационарного уровня $f(E^*, b)=1$. Как видно из рис.2.2, б, моделирование переходного процесса ступенчатой функцией приводит к большему наклону $|df(E^*, b)/dE^*|$, чем дает реальная зависимость $j(t)$ (см. рис. 2.1) при одном и том же значении b . Отклонения $f(E^*, b)$ от единицы для реального переходного процесса (сплошные линии на рис.2.2, б) становятся существенными при $E^* \geq 40$ МэВ для $b \leq 0.5 \times 10^{21} \text{ с}^{-1}$ и $b \geq 10 \times 10^{21} \text{ с}^{-1}$.

Таким образом, зависящие от b множители $\tilde{g}(b/2w_0)$ и $f(E^*, b)$ поразному действуют на вероятность деления

$$P_f(E^*, b) = \frac{\Gamma_f^{\text{BW}} \tilde{g}(b/2w_0)}{\Gamma_n(E^*) + \Gamma_f^{\text{BW}} \tilde{g}(b/2w_0)} f(E^*, b). \quad (2.30)$$

Множитель $f(E^*, b)$ влияет на энергетическую зависимость вероятности деления и его роль возрастает с увеличением энергии возбуждения. При низких энергиях $E^* \leq 20$ МэВ ($q \leq 1$ МэВ) имеем $f(E^*, b) \approx 1$. Крамерсовский фактор $\tilde{g}(b/2w_0)$ не зависит от E^* и его влияние на вероятность деления падает с уменьшением b .

К сожалению, независимая информация о величине коэффициента b несовершенна. До сих пор нет согласованного мнения даже о механизме ядерного трения, а предположения о двухтельном и однотельном механизмах вязкости приводят к значениям, отличающимся примерно на порядок [126]. В этой ситуации, учитывая, кроме того, практически полное отсутствие экспериментальных сведений о температурной зависимости ядерной вязкости (температурная зависимость b), использование приведенных результатов диффузионной модели в описании делимости ядер представляется проблематичным. В ней нет ответа на вопрос: как динамические эффекты затухают с энергией и затухают ли они вообще? Здесь под затуханием понимается эффект, выражающийся в исчезновении ядерного трения ($b/2w_0 \rightarrow 0$) при определенных энергиях возбуждения.

Успешное применение традиционного статистического подхода к анализу разнообразных экспериментальных данных, включая и сечение деления актинидных ядер [67–69], при $E^* < 30$ МэВ является косвенным подтверждением того, что эффекты, обусловленные ядерным трением, явно не проявляются при низких энергиях. Несогласованность результатов статистического описания и эксперимента имеет место при более высоких энергиях (несколько десятков МэВ и выше). Например, в рамках стандартной статистической модели не удастся воспроизвести экспериментальную множественность предделительных нейтронов $\bar{n}_{\text{pre}}(E^*)$ в реакциях с тяжелыми ионами [4] без включения в описание вероятности деления $P_f(E^*)$ эффектов, связанных с вязкостью ядерной материи.

Результаты анализа массово–энергетических распределений осколков [126] и предделительных нейтронов [4, 128] дают основание заключить, что $b > 1 \times 10^{21} \text{ с}^{-1}$. Они соответствуют значительным температурам $q \geq 2$ МэВ. При низких $q \leq 1$ МэВ нет необходимости привлекать диффузионную модель для оценки вероятности деления. Иначе мы встанем перед трудностью в случае сверхкритического трения согласования падения $P_f(E^*, b)$ в надбарьерной области энергий $E^* - E_f \leq 10$ МэВ с наблюдаемыми порогами E_f . Значения последних у актинидов определены с погрешностью 0.3 МэВ и лучше [40], что накладывает жесткое ограничение на фактор $\tilde{g}(b/2w_0) \geq 0.5$ МэВ. При низких энергиях возбуждения статистические представления согласуются с данными эксперимента. Это дает основание предположить, что здесь ядерное трение чрезвычайно мало: $b/2w_0 \approx 0$, т.е. $\tilde{g} \approx 1$.

Непрерывность расчетных характеристик при переходе от статистического описания при низких энергиях к описанию в рамках диффузионной модели при высоких энергиях можно обеспечить, если включить в описание $P_f(U)$ (2.30) энергетическую зависимость коэффициента вязкости в виде [77, 133]

$$\tilde{b}(U) = bQ(U), \quad Q(U) = \left[1 + \exp\left(\frac{U_d - U}{dU}\right) \right]^{-1}. \quad (2.31)$$

Функция затухания динамических эффектов при низких энергиях возбуждения выбрана по аналогии с функцией затухания ротационных эффектов [53, 77] при высоких энергиях. Функция $Q(U)$ имеет вид сглаживающей ступеньки при $U = U_d$, «размывание» которой определяется параметром dU . Если параметризация (2.31) верно отражает зависимость ядерного трения от энергии возбуждения, то она должна быть универсальной, т. е. распространение ее на широкий круг ядер должно обеспечивать описание сечения деления во всем диапазоне энергий. Соотношение (2.31) не имеет теоретического обоснования. Параметры U_d и dU могут быть эмпирически подобранными величинами.

Завершая описание статистического и динамического подходов, используемых при оценке делимости ядер, перейдем непосредственно к конкретным результатам нашего анализа экспериментальных сечений деления актинидных ядер [22, 68, 84, 133]. Анализ экспериментальной информации о вероятности деления доактинидов подробно рассмотрен в наших работах [55, 133].

§2.3. Входной канал. Механизмы распада

Расчеты сечений деления в статистическом подходе [68] проводились по программе STAPRE [122], в которой реализован формализм Хаузера – Фешбаха [123], учитывающий законы сохранения момента и четности при всех способах распада ядер (деление, эмиссия нейтронов и g -квантов). Как и в [67, 69], при этом использовались нейтронные коэффициенты прилипания $T_{ij}(E_n)$ в (2.1)–(2.3) из [134] и описание предравновесной эмиссии нейтронов из возбужденного исходного ядра A согласно экситонной модели, впервые предложенной Гриффином [135] и получившей дальнейшее развитие в работах Бланна [136, 137]. Соотношения для сечения предравновесной эмиссии нейтронов даны в [122, 138].

На рис. 2.3 показаны характеристики, определяющие входной канал и предполагаемый механизм реакций (сечение реакции и его составляющие):

$$\begin{aligned} S_r &= S_{\text{abs}} + S_{\text{dir}}, & S_{\text{abs}} &= S_c + S_{\text{peq}}, \\ S_{\text{peq}} &= \tilde{q} S_{\text{abs}}, & S_c &= (1 - \tilde{q}) S_{\text{abs}}, \end{aligned} \quad (2.32)$$

где S_{abs} – сечение поглощения нейтронов, S_{dir} – сечение прямого возбуждения низколежащих уровней при неупругом рассеянии нейтронов, S_c – сечение образования составного ядра, S_{peq} и \tilde{q} – сечение предравновесной эмиссии нейтронов и его доля в S_{abs} . Все величины в (2.32) являются функциями энергии нейтронов, причем соотношение между S_c и S_{peq} , точнее говоря \tilde{q} , определяется средним квадратом матричного элемента для двухквaziчастичного взаимодействия экситонной модели, выбранного в виде

$$\langle |M|^2 \rangle = 10A^{-3} \text{ МэВ}^2 \quad (2.33)$$

в соответствии с анализом [67] спектров нейтронов из реакций $^{238}\text{U}(n, xn')$.

В широкой окрестности порога эмиссионного деления нейтронами $S_r \approx S_{\text{abs}}$ достаточно слабо зависит от E_n . Аналогично ведет себя с изменением энергии отношение средних делительной и нейтронной ширин или проницаемостей. В силу этих двух факторов энергетическая зависимость сечения деления (8) приобретает ступенчатый характер с участками плато на каждом уровне с $x_{\text{max}} = 0, 1, 2, \dots$. Параметр \tilde{q} , определяющий относительный вклад предравновесного механизма, быстро уменьшается при $E_n \rightarrow 0$, так что в области первого "плато" $S_{\text{abs}} \cong S_c$ ($\tilde{q} \cong 0$).

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 [87], комбинаторные расчеты [139], гибридные подходы, объединяющие в одном описании разные модели [140, 141]. Это один из основных источников расхождений результатов расчетов и шансового анализа $S_f(E_n)$.

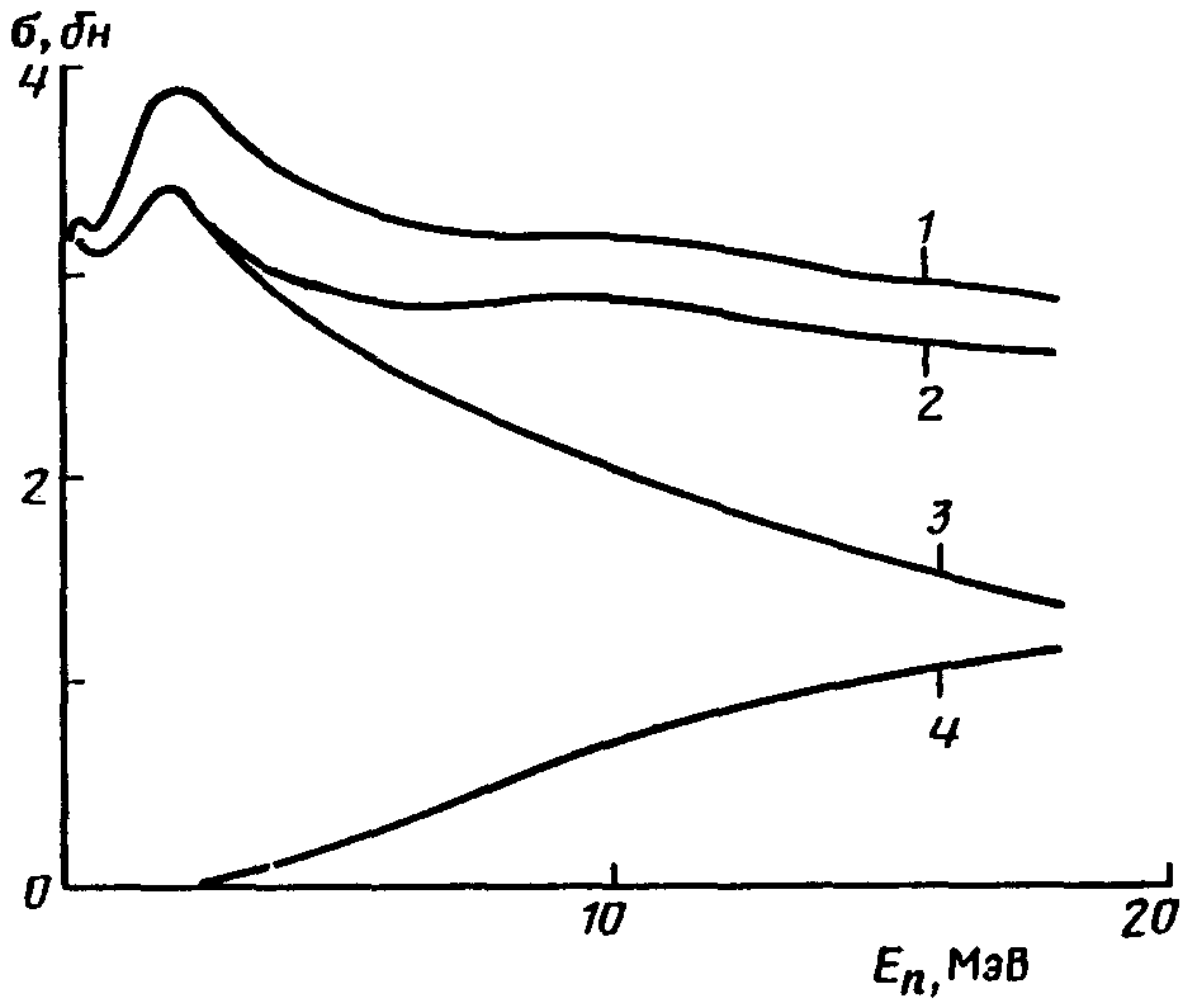
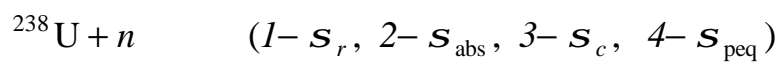


Рис. 2.3. Результаты расчетов нейтронных сечений для входного канала реакции



§2. 4. Плотность ядерных уровней. Выбор объекта для шансового анализа

В работах [68, 142] 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 [25] 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.) в [68, 142] следовали работам [45, 62].

В расчетах $r_{\text{вн}}(U, J)$ использовалось приближение малых угловых моментов

$$r_{\text{вн}}(U, J) = w(U) \frac{2J+1}{2\sqrt{2p}S^3} \exp\left[-\frac{(J+1/2)^2}{2S_1^2}\right], \quad (2.34)$$

где S^3, S_1^2 – величины, разные для сферических $S^3 = S_{\parallel}^3, S_1^2 = S_{\parallel}^2$ и деформированных (аксиально – и зеркально – симметричных) $S^3 = S_{\parallel}S_{\perp}^2, S_1^2 = S_{\perp}^2$ ядер. При этом

$$S_{\parallel}^2 = F_{\parallel}t/\mathbf{h}^2, \quad (2.35a)$$

$$S_{\perp}^2 = F_{\perp}t/\mathbf{h}^2, \quad (2.35б)$$

где t – температура ядра, F_i – момент инерции относительно i -ой оси ядра. Для деформированных ядер моменты инерции F_{\parallel} относительно оси симметрии и F_{\perp} относительно перпендикулярной оси различны. В этом случае не совпадают и значения S в предэкспоненте и экспоненциальном факторе в (2.34) [87, 142, 143]. Плотность возбужденных состояний $w(U)$ в (2.34) в весьма общем виде можно определить как

$$w(E^*) = \frac{\exp(S(E^*, I_1, I_2, \dots, I_n))}{\text{Det}^{1/2}}, \quad (2.36)$$

где $E^*, I_1, I_2, \dots, I_n$ – набор интегралов движения системы, S – ее энтропия,

$\text{Det} = (2p)^{(n+1)} |\det|$ – детерминант, составленный из вторых производных логарифма статистической суммы по термодинамическим переменным, умноженный на фактор $(2p)^{n+1}$. В интересующем нас случае три таких интеграла движения: энергия E^* (или энергия возбуждения U) и числа частиц (протонов (Z) и нейтронов (N)).

Сверхтекучая модель (СМ) ядра отличается от модели невзаимодействующих частиц (ферми-газ) учетом важного при низких энергиях остаточного взаимодействия корреляционного типа. Его характеризуют матричным элементом взаимодействия G . Приведем основные соотношения модели:

$$S = 2 \sum_{p=N,Z} \sum_i [bE_{i,p} \bar{n}_{i,p} - \ln(1 - \bar{n}_{i,p})], \quad (2.37a)$$

$$Z(N) = \sum_i \left[1 - \frac{e_{i,p} - I_p}{E_{i,p}} (1 - 2\bar{n}_{i,p}) \right] \quad (2.37б)$$

$$E^* = \sum_{p=N,Z} \sum_i e_{i,p} \left[1 - \frac{e_{i,p} - I_p}{E_{i,p}} (1 - 2\bar{n}_{i,p}) \right] - \frac{\Delta_p^2}{G_p} \quad (2.37в)$$

$$\frac{2}{G_p} = \sum_i \frac{1 - 2\bar{n}_{i,p}}{E_{i,p}}, \quad (2.37г)$$

$$E_{i,p} = [(e_{i,p} - I_p)^2 + \Delta_p^2]^{1/2}, \quad \bar{n}_{i,p} = [1 + \exp[b(E_{i,p} - I_p)]]^{-1}. \quad (2.37д)$$

В соотношениях (2.37а) – (2.37д) $e_{i,p}$ – энергия дискретных одночастичных состояний протонной и нейтронной подсистем, I_p – соответствующие химические потенциалы, Δ_p – корреляционная функция, $b = t^{-1}$.

Чтобы упростить довольно громоздкие расчеты для реалистических одночастичных спектров (“микроскопический” вариант СМ) было разработано описание на аналитических соотношениях приближения непрерывного спектра [87, 88], которые приводятся в табл. 2. 1. Здесь E_0 – энергия конденсации, t_c , a_c – значения температуры ядра t и параметра a в критической точке фазового перехода $U = U_c$, Δ_0 – корреляционная функция основного состояния. В сверх–

текучей модели входящие в (2.34)–(2.36) термодинамические характеристики

Таблица 2.1

Соотношения сверхтекучей модели ядра [87, 88, 144]

Характеристика	$U \geq U_c$	$U \leq U_c$
Уравнение состояния	$U = at^2 + E_0, E_0 = \frac{3}{2p^2} a_c \Delta_0^2$	$j = \text{th} \left(\frac{t_c}{t} j \right), j = \left(1 - \frac{U}{U_c} \right)^{1/2}$
S	$2at = 2[a(U - E_0)]^{1/2}$	$S_c \frac{t_c}{t} (1 - j^2), S_c = 2a_c t_c$
Det	$\frac{144}{p} a^3 t^5$	$\text{Det}_c (1 - j^2)(1 + j^2)^3,$ $\text{Det}_c = \frac{144}{p} a_c^3 t_c^5$
F_{\parallel}	$\frac{6}{p^2} \overline{am^2} \mathbf{h}^2 \left(1 - \frac{2}{3} e \right) = Ca \mathbf{h}^2$	$F_{\parallel}^c \frac{t_c}{t} (1 - j^2), F_{\parallel}^c = Ca_c \mathbf{h}^2$
F_{\perp}	$\frac{2}{5} m_0 r_0^2 A^{5/3} \left(1 + \frac{1}{3} e \right)$	$F_{\perp}^0 + (F_{\perp}^c - F_{\perp}^0) \frac{t_c}{t} (1 - j^2),$ $F_{\perp}^0 \approx \frac{F_{\perp}^c}{3}$

Примечание. Средняя величина квадрата проекции углового момента одночастичных состояний определялась как $\overline{m^2} = 0.24A^{2/3}$

– энтропия S , температура t , перпендикулярный F_{\perp} и параллельный F_{\parallel} моменты инерции ядра, множитель Det – испытывают изменения зависимости от энергии возбуждения в критической точке фазового перехода.

В модели ферми-газа (МФГ) энтропия ядра и связь температуры t с энергией возбуждения U даются уравнениями

$$S = 2[a(U - d)]^{1/2}, \quad (2.38)$$

$$U = at^2 + d, \quad (2.39)$$

где d – поправка на спаривание.

Реальные ядра имеют неоднородный одночастичный спектр и оболочечную структуру – тесно связанные между собой свойства [25]. Следствием их является энергетическая зависимость параметра плотности уровней $a(U)$, для которой в работах [88, 145] предложено соотношение

$$a(U, Z, A) = \tilde{a}(A) \{1 + dW(Z, A)[1 - \exp(-IU')]/U'\}, \quad (2.40)$$

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;

$$U' = \begin{cases} U - d & \text{для МФГ} \\ U - E_0 & \text{для СМ при } U > U_c \end{cases} \quad (2.41)$$

U' – эффективная энергия возбуждения, а при $U \leq U_c$ принимается, что $a = a_c = a(U_c)$. Несколько более сложная и обоснованная, но не приводящая к практическим выгодам параметризация затухания оболочечных эффектов в термодинамических характеристиках ядер рассмотрена в [146].

Последовательного описания плотности уровней с учетом коллективных возбуждений пока нет. Их вклад оценивается в адиабатическом приближении [147], позволяющем представить совокупную плотность уровней разной природы как [87, 88]

$$\begin{aligned} r^{\text{ОСМ}}(U, J) &= r_{\text{вн}}^{\text{СМ}}(U, J) K_{\text{кол}}(U), \\ K_{\text{кол}}(U) &= K_{\text{рот}}(U) K_{\text{виб}}(U), \end{aligned} \quad (2.42)$$

где $K_{\text{рот}}$ и $K_{\text{виб}}$ – коэффициенты ротационного и вибрационного увеличения плотности уровней. Сверхтекучая модель с учетом коллективных возбуждений получила название обобщенной сверхтекучей модели (ОСМ). Как следует из приведенных ниже адиабатических оценок, $K_{\text{рот}}$ сильно зависит от симметрии формы ядра:

$$K_{\text{рот}} = \begin{cases} 1 & \text{для сферических ядер,} & (2.43a) \\ s_{\perp}^2 & \text{для аксиально - и зеркально - симметричных ядер,} & (2.43б) \\ 2s_{\perp}^2 & \text{для аксиально - симметричных, но зеркально - асимметричных ядер,} & (2.43в) \\ \sqrt{p/2} s_x s_y s_z & \text{для ядер, обладающих симметрией поворота на } 180^\circ \text{ всех} & (2.43г) \\ & \text{осей (D}_2 \text{ - симметрия),} \\ \sqrt{8p} s_x s_y s_z & \text{для ядер, не имеющих симметрии вращения,} & (2.43д) \end{cases}$$

где в случае аксиально-симметричных ядер $F_x = F_y = F_{\perp}$, $F_z = F_{\parallel}$, откуда следует,

что $s_x s_y s_z \cong s_{\perp}^2 s_{\parallel}$. Выражения (2.43а) и (2.43б) важны для описания плотности уровней ядер с равновесной деформацией [87, 88], (2.43б)–(2.43д) – для описания плотности переходных состояний на вершине внутреннего и внешнего горбов барьера деления [47, 48].

Для коэффициента $K_{\text{виб}}$ приведем жидкокапельную оценку [87]

$$K_{\text{виб}} = \exp\left[1.694 \left(\frac{r_0 A}{h^2 s_0}\right)^{2/3} r_0^2 t^{4/3}\right], \quad (2.44)$$

где r_0 – плотность ядра, s_0 – коэффициент поверхностного натяжения в МЖК. Для основных состояний актинидов при $U = B_n$ характерны значения $K_{\text{рот}} = 30-50$, $K_{\text{виб}} = 2-3$.

Выражение ОСМ (2.42), учитывающее вклады вибрационного (2.44) и ротационного (2.43) 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. 2.4 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

$$r_{\text{полн}}(U) = \int_0^{\infty} r(U, J) dJ. \quad (2.45)$$

Гистограмма получена подсчетом числа известных дискретных уровней E_v [148] без ограничений по спину и четности, значение $r_{\text{полн}}(B_n)$ вычислено согласно (2.45) из данных о среднем расстоянии между нейтронными резонансами [121]. Кривые на рис. 2.4 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

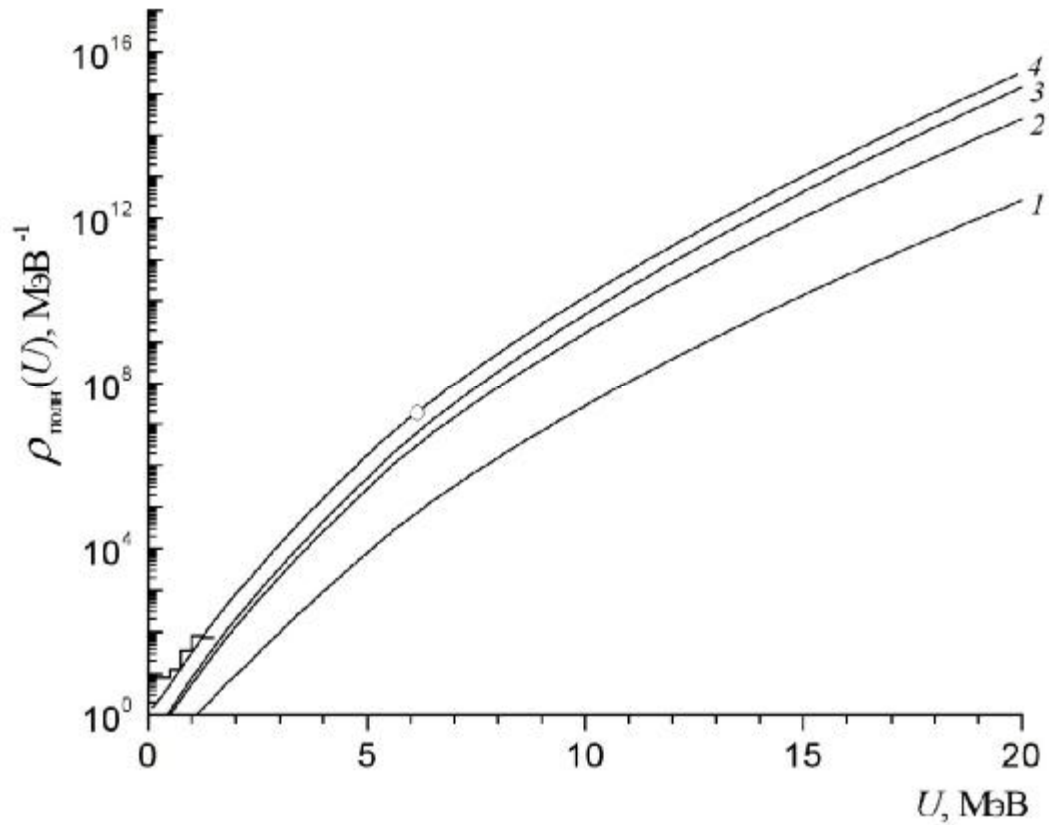


Рис. 2.4. Полная плотность уровней $r_{\text{полн}}(U)$ ядра ^{238}U при равновесной деформации. Гистограмма – плотность низколежащих дискретных уровней [148]; \circ – $r_{\text{полн}}(B_n)$. Сплошные кривые: 1 – $K_{\text{кол}} = 1$, 2 – $K_{\text{кол}} = K_{\text{рот}} = s_{\perp}^2$, 3 – $K_{\text{кол}} = s_{\perp}^2 K_{\text{виб}}$, 4 – кривой 3, дополнительно умноженной на константу \tilde{c}

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 (238). Расчеты плотности уровней для других актинидных ядер: ^{230}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 в [68] с помощью нормирующего множителя \tilde{c} , обсуждается также в работах [149, 150]. Причину его появления можно связывать с недостаточной точностью расчета любого из сомножителей (2.42). Практически неотличима от кривой 4 на рис. 2.4 плотность уровней ядра ^{238}U , полученная в [150] из комбинаторных расчетов при $U \leq 3$ МэВ и из расчетов, подобных в [68] при $U \geq 3$ МэВ.

Систематика ОСМ [87, 88] удачно использована при описании и анализе делимости доактинидных ядер в районе Рb и легче [32, 55] и была апробирована (и не без успеха) на ядрах в районе Ra [50, 151] – на стыке актинидов и доактинидов (см. также обзор [133]). Предполагалось применить ее и в области тяжелых ядер. Несмотря на это, от систематики ОСМ в шансовом анализе сечений деления трансактиниевых ядер пришлось отказаться по причине, которая поясняется с помощью рис. 2.5.

Сплошными кривыми показаны плотности уровней для изотопов $^{233-239}\text{U}$ и ^{238}Np , полученные в рамках микроскопической модели с феноменологическим учетом коллективного увеличения плотности уровней и дополнительно умноженные на константу \tilde{c} . На рис. 2.5 видно, что штриховые кривые, соответствующие $r_{\text{полн}}(U, \tilde{a}, \Delta_0)$ систематики ОСМ ($\Delta_0 = 12/\sqrt{A}$ и \tilde{a} , полученным из подгонки к экспериментальной плотности нейтронных резонансов при $U = B_n$) для изотопов урана проходят круче микроскопической

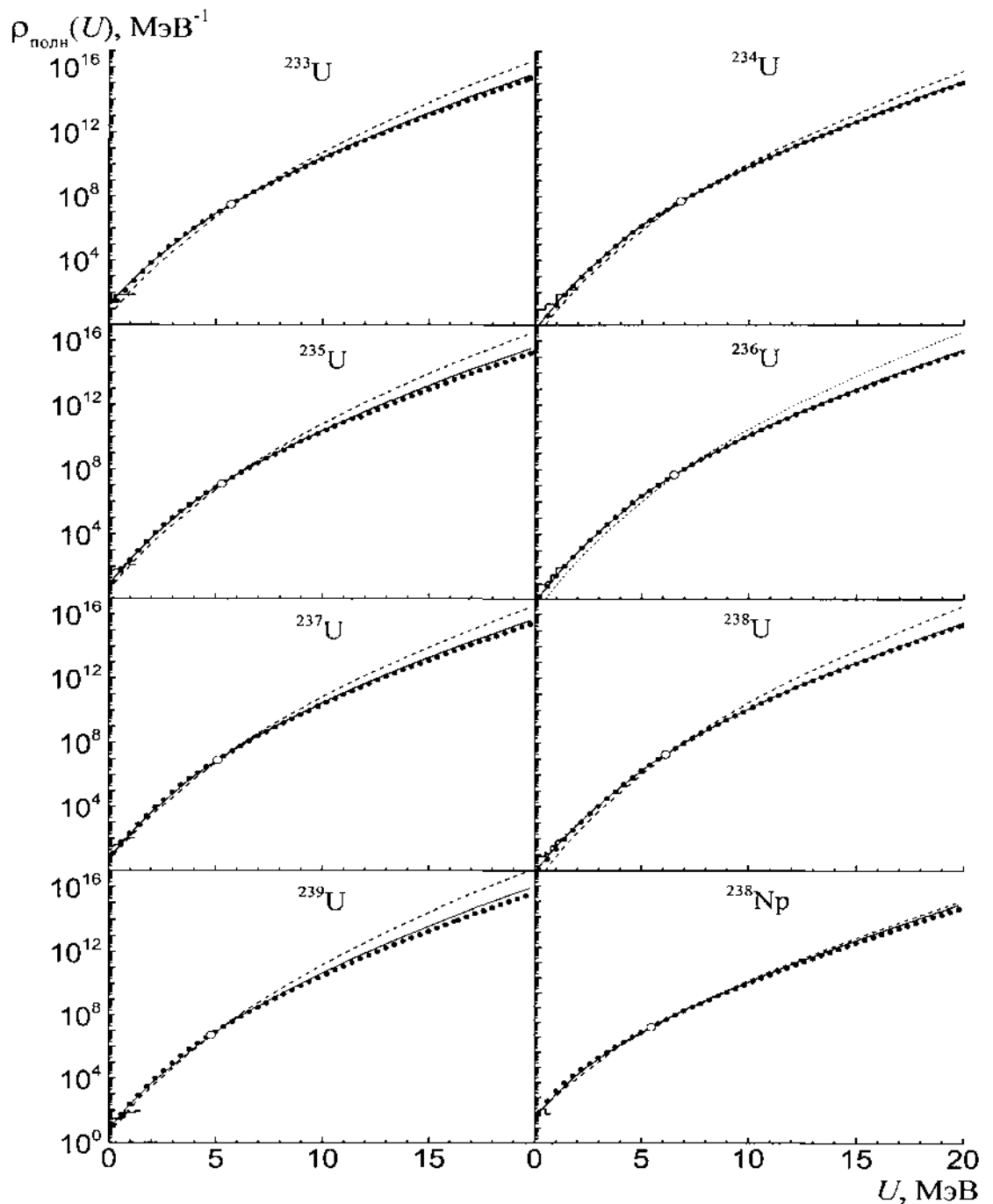


Рис. 2.5. Полная плотность уровней $r_{\text{полн}}(U)$ ядер $^{233-239}\text{U}$ и ^{238}Np при равновесной деформации. Гистограмма – плотность низколежащих дискретных уровней [148]; \circ – $r_{\text{полн}}(B_n)$. Сплошные кривые – расчет плотности уровней по микроскопической модели [68] (расчет для ^{238}U соответствует кривой 4 на рис.2.4); штриховые – расчет по систематике ОСМ [88]; точечные кривые – расчет по феноменологической модели ОСМ [133] с дополнительным умножением на коэффициент \tilde{c} (см. текст)

плотности уровней $r_{\text{полн}}^{\text{СМ}}(U)$, так что при малых U оказываются почти на порядок ниже гистограммы. Это означает несогласованность дискретной и непрерывной частей. По этой причине возникает трудность одновременного описания $s_f(E_n)$ в районе порога и в области плато. Характерной иллюстрацией такой трудности может служить пример, связанный с циклом работ [67, 69, 76, 152]. Авторы [152] начинали с систематики ОСМ, а кончили гибридной моделью [67, 69, 76]. В такой модели функция $\ln[r_{\text{полн}}(U)]$ имеет линейную зависимость от U на низкоэнергетическом участке. При теоретическом описании нет необходимости вносить искажения в энергетическую зависимость плотности уровней. Согласование с экспериментом как при $U = B_n$, так и при малых U достигается с помощью единого для всей расчетной кривой множителя \tilde{c} .

В качестве первого приближения к микроскопическим расчетам можно предложить феноменологический вариант модели ОСМ [89, 133] с феноменологическим учетом коллективных эффектов согласно (2.42)–(2.44) и оболочечных эффектов в $r_{\text{вн}}(U, J)$ с помощью введения энергетической зависимости параметра плотности уровней (2.40). В ней используются эффективные значения корреляционной функции Δ_0 согласно

$$\Delta_0 = [(\Delta_{0N}^2 + \Delta_{0Z}^2 (Z/N)^{1/3}) / (1 + (Z/N)^{1/3})]^{1/2}, \quad (2.46)$$

приводящие в квазиклассическом приближении к тем же значениям U_c и E_0 , что и в двухкомпонентном случае [153]. Значения Δ_{0Z} и Δ_{0N} берутся из полумикроскопических расчетов Вдовина и др. [154], $dW(Z, N)$ согласно [29, 30], а $\bar{a} = \tilde{a} / A = 0.084 \text{ МэВ}^{-1}$ есть среднее по результатам подгонки к экспериментальным данным о $r_{\text{полн}}(B_n)$ для нечетно-нечетных ядер: ${}^{232,234}_{91}\text{Pa}$, ${}^{238}_{93}\text{Np}$, ${}^{242,244}_{95}\text{Am}$. Процедура подгонки расчетной плотности уровней для четно-четных ядер: ${}^{230}_{90}\text{Th}$, ${}^{234,236,238}_{92}\text{U}$, ${}^{240,242}_{94}\text{Pu}$ и нечетных ${}^{231,233}_{90}\text{Th}$, ${}^{233,235,237,239}_{92}\text{U}$, ${}^{239,241,243}_{94}\text{Pu}$ для того же значения $\bar{a} = 0.084 \text{ МэВ}^{-1}$, с Δ_0 согласно (2.46), Δ_{0Z} , Δ_{0N} из [154], $dW(Z, N)$ [29, 30] к резонансной точке умножением на константу

\tilde{c} дает среднее значение $\langle \tilde{c} \rangle = 2.53$ для четно-четных и 1.48 нечетных ядер. Подобная процедура для нечетно-нечетных ядер, как следовало ожидать, дает значение $\langle \tilde{c} \rangle = 1.04$ близкое к единице. Таким образом, построенная систематика, как видно на рис. 2.5, дает плотность уровней (точечные кривые) близкую к микроскопическим расчетам (сплошные кривые).

На рис. 2.6 сравниваются результаты расчета полной плотности уровней для изотопов Th в систематике ОСМ [88] и аппроксимации микроскопических расчетов с нормировкой на экспериментальные данные по нейтронным резонансам. Число низколежащих уровней без отбора по спину и четности представлено на рис. 2.6 в виде гистограммы $\Delta N / \Delta U$. Значение $r_{\text{полн}}(B_n)$ получено согласно данным о $D_0(B_n)$ из табл. 2.2. В обоих вариантах расчета используются соотношения феноменологической модели ОСМ (табл. 2.1). Параметризация микроскопических расчетов дана в виде $\tilde{c} r_{\text{полн}}(U, \Delta_0, \tilde{a})$. В систематике ОСМ [88] $\tilde{c} = 1$, а значения a определяются из подгонки к данным по нейтронным резонансам.

На рис. 2.6 видно, что кривая систематики [88] при энергиях возбуждения $U < B_n$ проходит круче. При малых энергиях U она располагается значительно ниже кривой параметризации микроскопической плотности уровней. При использовании систематики ОСМ [88] это приводит к трудности одновременного описания $S_f(E_n)$ в районе порога и в области плато. Как видно на рис. 2.6, на примере ядра ^{232}Th , такая ситуация сохраняется и в случае, если взять среднее значение $\bar{a} = \overline{\tilde{a}} / A = 0.093 \text{ МэВ}^{-1}$ систематики ОСМ [88].

Знание шансовая структура сечения деления, как указывалось выше, необходимо для корректного анализа таких характеристик: форма спектра, средняя энергия, средняя множественность мгновенных нейтронов, сопровождающих эмиссионное деление актинидных ядер. Для тестирования метода разложения полного сечения на отдельные шансы важно наличие экспериментальной информации о сечениях и других характеристиках процесса деления, по которым можно судить о шансовой структуре сечений для деления цепочки соседних изотопов.

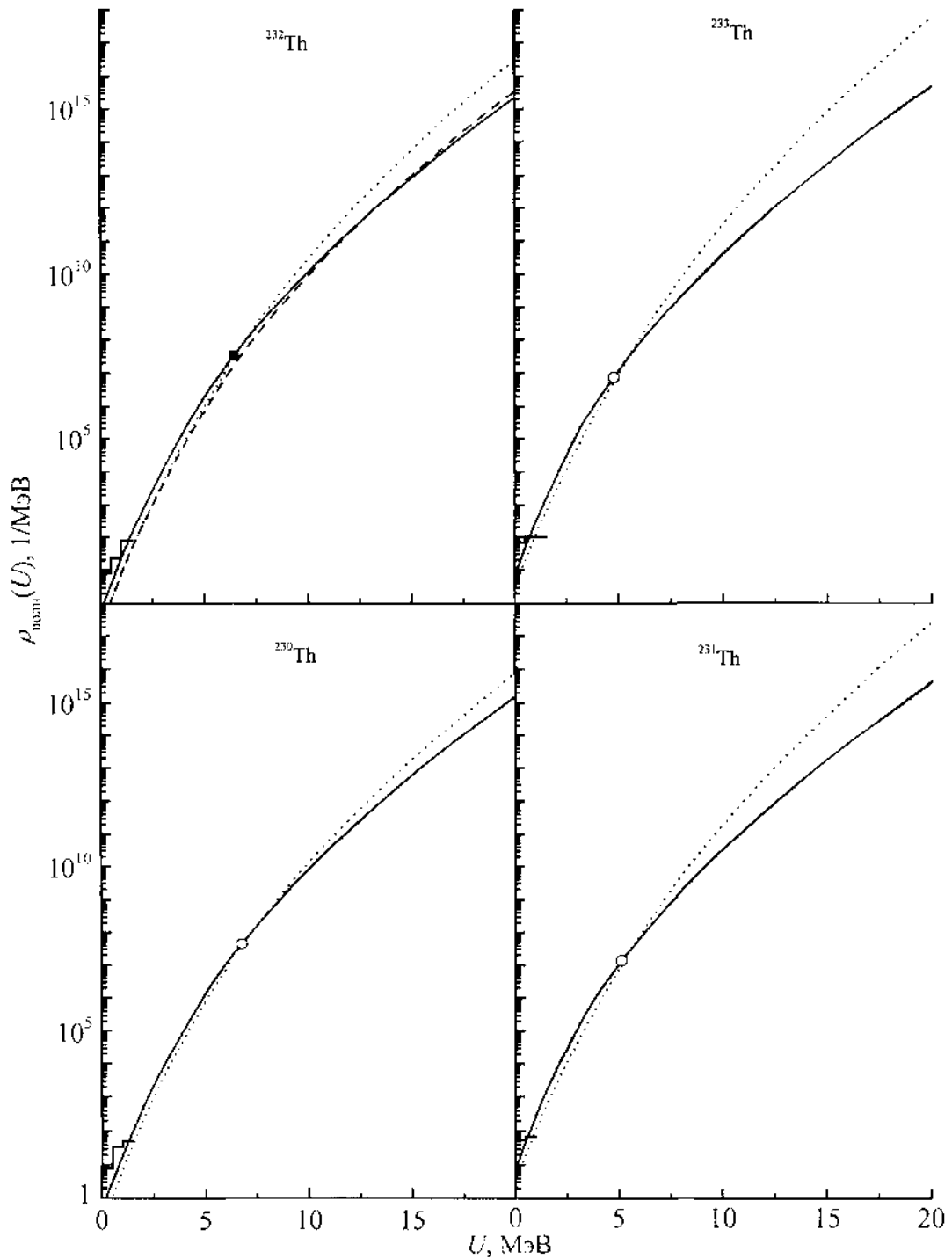


Рис. 2.6. Полная плотность уровней $r_{\text{полн}}(U)$ ядер $^{230-233}\text{Th}$ при равновесной деформации. Гистограмма – плотность низколежащих дискретных уровней [148], ■, о – $r_{\text{полн}}(B_n)$, сплошные кривые – параметризация микроскопических расчетов плотности уровней, точечные – расчет по систематике ОСМ [88] (см.табл. 2.2), штриховая кривая – описание для среднего значения $\bar{a} = \bar{\tilde{a}}/A = 0.093 \text{ МэВ}^{-1}$ систематики ОСМ [88]

Параметры плотности уровней равновесного состояния ядер

Ком- паунд ядро	B_n , МэВ	$D_0(B_n)$, эВ	dW , МэВ [29,30]	Параметризация микроскопических расчетов [84]			Систематика [88]		
				\tilde{c}	$\Delta_0 \sqrt{A}$ МэВ	a МэВ ⁻¹	\tilde{c}	$\Delta_0 \sqrt{A}$ МэВ	a МэВ ⁻¹
²³³ Th	4.786	16.8±1.0 [33]	-0.88	1.67	10.12	0.084	1	12.0	0.119
²³² Th	6.432	0.726*	-0.97	2.5	11.58	0.084	1	12.0	0.107
²³¹ Th	5.129	9.6±1.3 [33]	-0.98	1.86	10.33	0.084	1	12.0	0.116
²³⁰ Th	6.791	0.53±0.15 [33]	-0.97	2.39	11.96	0.084	1	12.0	0.099

*Расчетное значение $D_0(B_n)$ для четно-четного ядра ²³²Th получено для среднего значения $\tilde{c}=2.5$. В систематике [88] подгонка к оцененному значению $D_0(B_n)$ дает $a=0.107$.

Данные о сечениях деления имеются для изотопов урана и плутония. В диссертации отдали предпочтение первым [68], поскольку для ядер ²³⁵U и ²³⁸U измерены спектры мгновенных нейтронов деления (глава первая), анализ которых, с целью физического обоснования особенностей их формы при эмиссионном делении, является важной задачей настоящей работы (четвертая глава).

Следует отметить, что параметры потенциального барьера изотопов урана достаточно благоприятны для анализа, поскольку [39, 40, 48, 65, 66]:

- а) внутренний горб $\overset{\prime}{A}$ зеркально-симметричен, но аксиально-асимметричен ($N \geq 142$);
- б) внешний горб $\overset{\prime}{B}$, напротив, аксиально-симметричен, но зеркально-асимметричен;
- в) разность высот горбов $d_{AB} = E_{fA} - E_{fB}$ уменьшается с уменьшением Z , причем в среднем для изотопов U $d_{AB} \leq 0$, для Pu $d_{AB} > 0$.

Свойства а) и в) обеспечивают неравенство $T_A \gg T_B$, которое, как отмечалось в связи с (2.4), (2.5), приводит к $T_f \cong T_B$ и, как следствие, к уменьшению чувствительности описания $S_f(E_n)$ к параметрам горба \dot{A} . Чем сильнее указанное неравенство, тем физическая картина, по крайней мере в надбарьерной области E_n , ближе к случаю «эффективного» одногорбого барьера [50].

Для противоположного случая характерна менее благоприятная ситуация. Во-первых, в силу того что $d_{AB}^{\dot{A}} > 0$, порог определяется E_{fA} , а в силу того что $K_{\text{рот}}^{\dot{A}}$ согласно (2.43г) и (2.43д) больше, чем $K_{\text{рот}}^{\dot{B}} = 2S_{\perp}^2$, сечение в области первого плато и еще больших E_n сложно зависит и от E_{fA} , и от E_{fB} . Во-вторых, анализ, проводимый в [53], ставит под сомнение корректность адиабатической оценки $K_{\text{рот}}$ в указанных случаях для интересующего диапазона энергий (см. также [155]). Наконец, сами расчеты одночастичного спектра, а с ними и $r_{\text{вн}}(U, J)$ существенно усложняются с учетом аксиальной асимметрии ядра.

Сечение деления ядра ^{237}Np , для которого нет информации о $S_f(E_n)$ для цепочки соседних с ним изотопов, является примером трудного объекта для анализа его шансовой структуры.

§2.5. Полумикроскопические расчеты энергии деформации и плотности ядерных уровней. Примеры приложений

В расчетах энергии деформации $V(\alpha) = V(a, a_1, a_4)$ в [68], проводившихся в соответствии с [25, 45, 62], использовалась параметризация формы ядра с помощью оваловидов Кассини, в которой учитывались три типа параметров деформации: a – основной (квадрупольной) деформации, характеризующей удлинение ядра, a_1 – октупольной (масс-асимметричной), a_4 – гексадекапольной. Параметры, соответствующие долине деления, т.е. $\min V(a, a_1, a_4)$ при фиксированных значениях a , будем обозначать \hat{a}_1 и \hat{a}_4 .

На рис. 2.7 представлены барьеры деления, т.е. $V(a, \hat{a}_1, \hat{a}_4) = V(a)$, для чётно-чётных изотопов урана. Показана зависимость потенциальной энергии $V(a)$ от основной делительной (квадрупольной) деформации a , характеризующей удлинение ядра. При этом параметры октупольной ($a_1 = \hat{a}_1$) и гексадекапольной ($a_4 = \hat{a}_4$) деформаций соответствуют дну долины деления. Кривые для ^{236}U , ^{234}U и ^{232}U сдвинуты вниз по оси ординат на 4, 8 и 12 МэВ соответственно. На рис. 2.8 на примере ядра ^{236}U демонстрируется роль учета октупольной деформации сравнением $V(a, \hat{a}_1, \hat{a}_4)$ с $V(a, 0, \hat{a}_4)$. Там же показана зависимость \hat{a}_1 от a ($a_4 = \hat{a}_4$).

Разумеется, значения E_{f_i} , которые следуют из проведенных нами в [68] 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. 2.9 для ядра ^{239}U кроме кривой барьера $V(a)$ и ее составляющей $dW(a)$ (оболочечной поправки) приведены значения корреляционных функций для протонной (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 (2.46) [153]. Некоторая информация о плотности уровней $r(U, J, a)$ дается в табл. 2.3.

Расчеты интегральных и дифференциальных сечений проводились по программе STAPRE, причем предполагалось, что неравновесный механизм распада "работает" лишь на первой ступени эмиссионного каскада, а на всех остальных является чисто испарительным. Результаты расчетов сечений реакций $(n, xn'f)$ и $(n, 2n')$ (рис. 2.10), а также спектров нейтронов в (n, xn') –

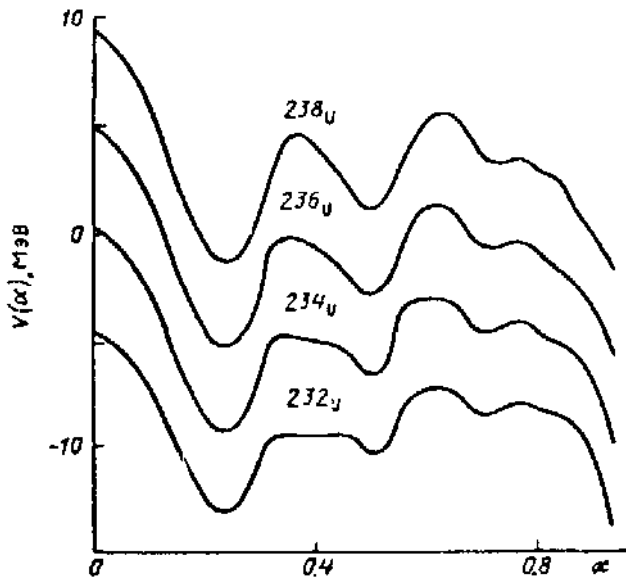


Рис. 2.7

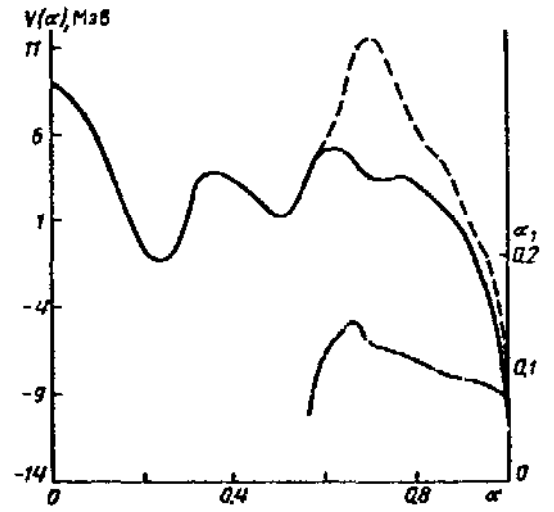


Рис. 2.8

Рис. 2.7. Расчетные барьеры деления для четно-четных изотопов U

Рис. 2.8. Влияние октупольной деформации a_1 , на форму барьера деления $V(a)$ ядра ^{236}U . Сплошная кривая – расчет $V(a)$ с минимизацией по a_1 , штриховая – расчет с $a_1 = 0$, штрихпунктирная – значения \hat{a}_1 , соответствующие дну долины деления, для области внешнего горба \hat{B}

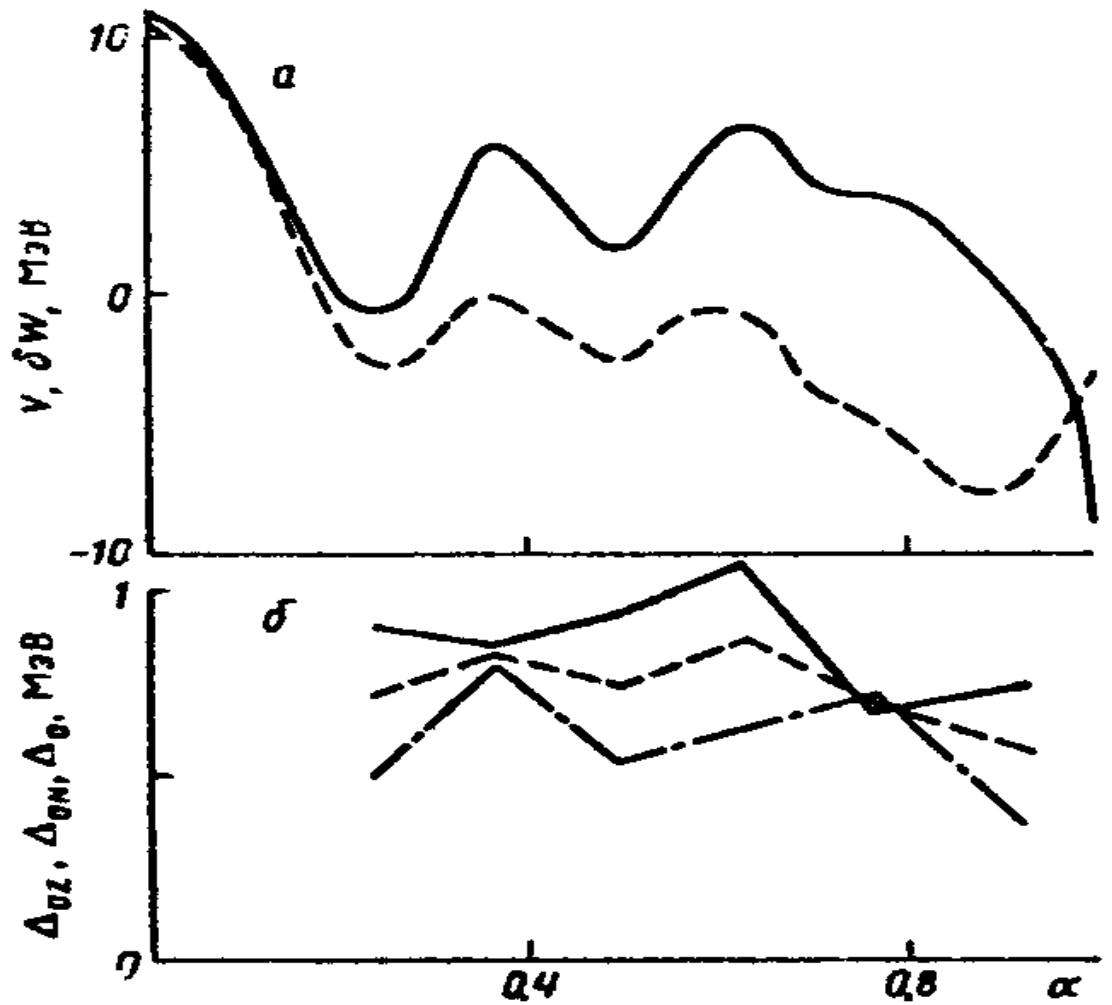


Рис. 2.9. *a* - барьер деления $V(\alpha)$ ядра ^{239}U (сплошная кривая) и его оболочечная составляющая $dW(\alpha)$ (штриховая), *б* - корреляционные функции для протонной Δ_{0Z} (сплошная кривая) и нейтронной Δ_{0N} (штрихпунктирная) компонент, (штриховая) - эффективные значения однокомпонентной системы (2.46). Везде $a_1 = \hat{a}_1$ и $a_4 = \hat{a}_4$

Средние параметры равновесного и переходных ($\overset{\frown}{A}$ и $\overset{\frown}{B}$) состояний ядер

Состояние ядра	$\tilde{a} / A, \text{МэВ}^{-1}$	$\Delta_0 \sqrt{A}$	$dW, \text{МэВ}$
Равновесное	0.0885	11.5	-2.37
Горб $\overset{\frown}{A}$	0.091	13.8	-0.1*
		12.8	$\cong 0.0$
Горб $\overset{\frown}{B}$	0.0905	13.4	-0.3
		11.7	-1.0

*Для обоих переходных состояний даются два значения: верхнее – по результатам прямых расчетов энергии деформации, нижнее – по результатам подгонки расчетных сечений деления.

процессах (рис. 2.11) для ядра-мишени ^{238}U сравниваются с экспериментальными данными [156–159]. В расчете $s_f(E_n)$, конкретно при поиске E_{fi} , в [68] ориентировались на систематики и другую информацию о барьерах [39, 40, 48, 65, 66], которые используют наиболее полную совокупность данных о мгновенном и задержанном делении. Это же определило и выбор описания $K_{\text{рот}}^{\overset{\frown}{A}}$ в пользу (2.43д). В остальном в [68] следовали результатам теоретического описания $r(U, J, a)$, показанным на рис. 2.4 и 2.5, в отличие от результатов аналогичных расчетов [67, 69, 76] с гибридной систематикой плотности уровней [141]. Под теоретической плотностью уровней понимают результаты расчетов $r_{\text{вн}}(U, J, a)$ с реальным одночастичным спектром для заданной деформации ядра a , которые затем умножаются на $\tilde{c}K_{\text{кол}}(U, a)$, где $K_{\text{кол}}(U, a) = K_{\text{внб}}(U, a)K_{\text{рот}}(U, a)$ следует (2.44) и (2.43), а \tilde{c} – нормировочный множитель, выбираемый в соответствии с обсуждением рис. 2.4, 2.5 и принимаемый не зависящим от a .

На рис. 2.11 демонстрируется энергетическое распределение неупругого рассеяния нейтронов $ds_n(E)/dE$ [157, 158] и его парциальные компоненты.

Получено хорошее согласие с экспериментом.

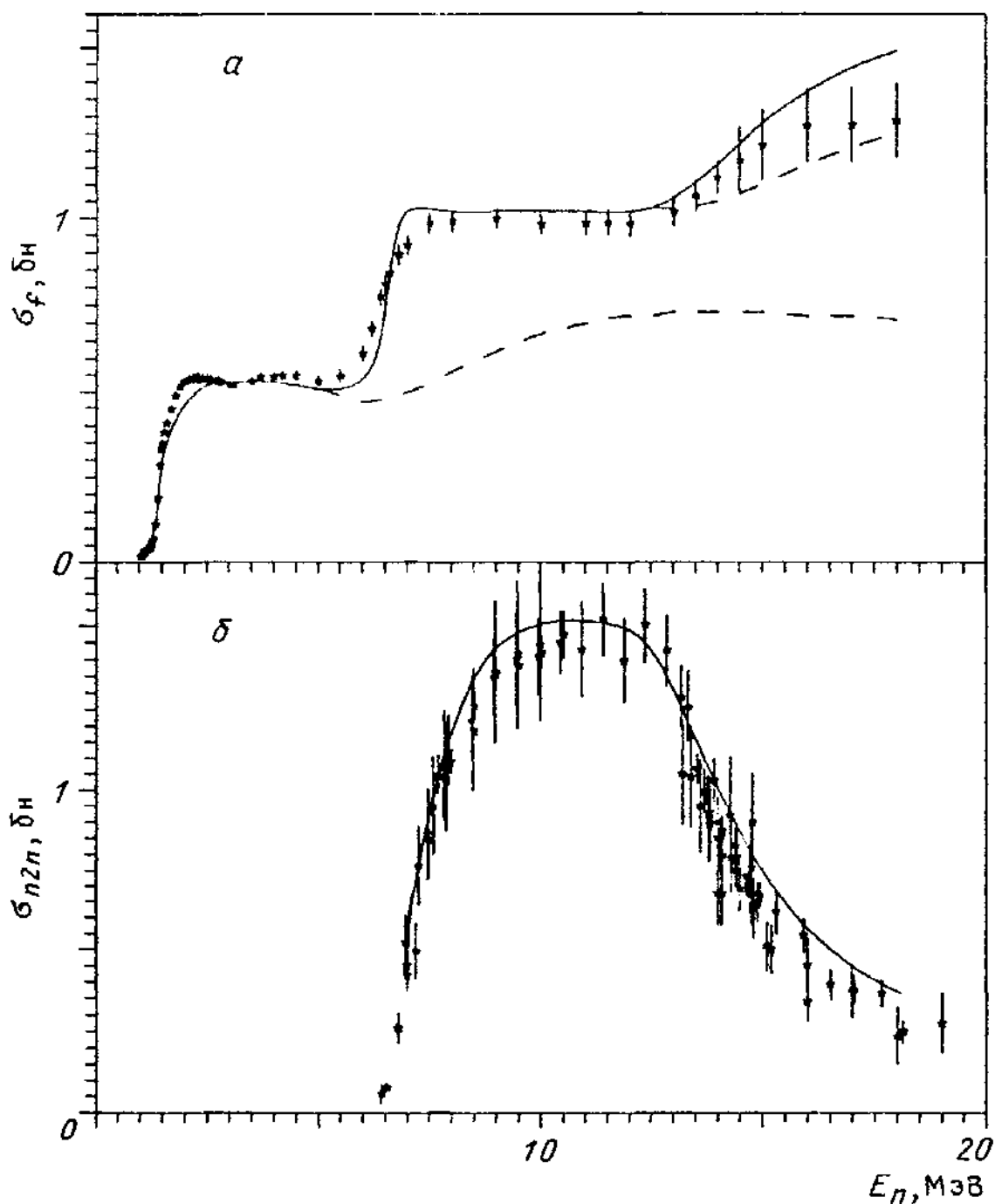


Рис. 2.10. *a* - результаты теоретического описания сечения деления нейтронами ядра-мишени ^{238}U (сплошная кривая) и его составляющих S_{f0} и $S_{f0} + S_{f1}$ (штриховые), * - стандартные значения сечения [156]; *б* - результаты теоретического расчета сечения реакции $^{238}\text{U}(n, 2n')$ (кривая) и экспериментальные значения из работы [159]

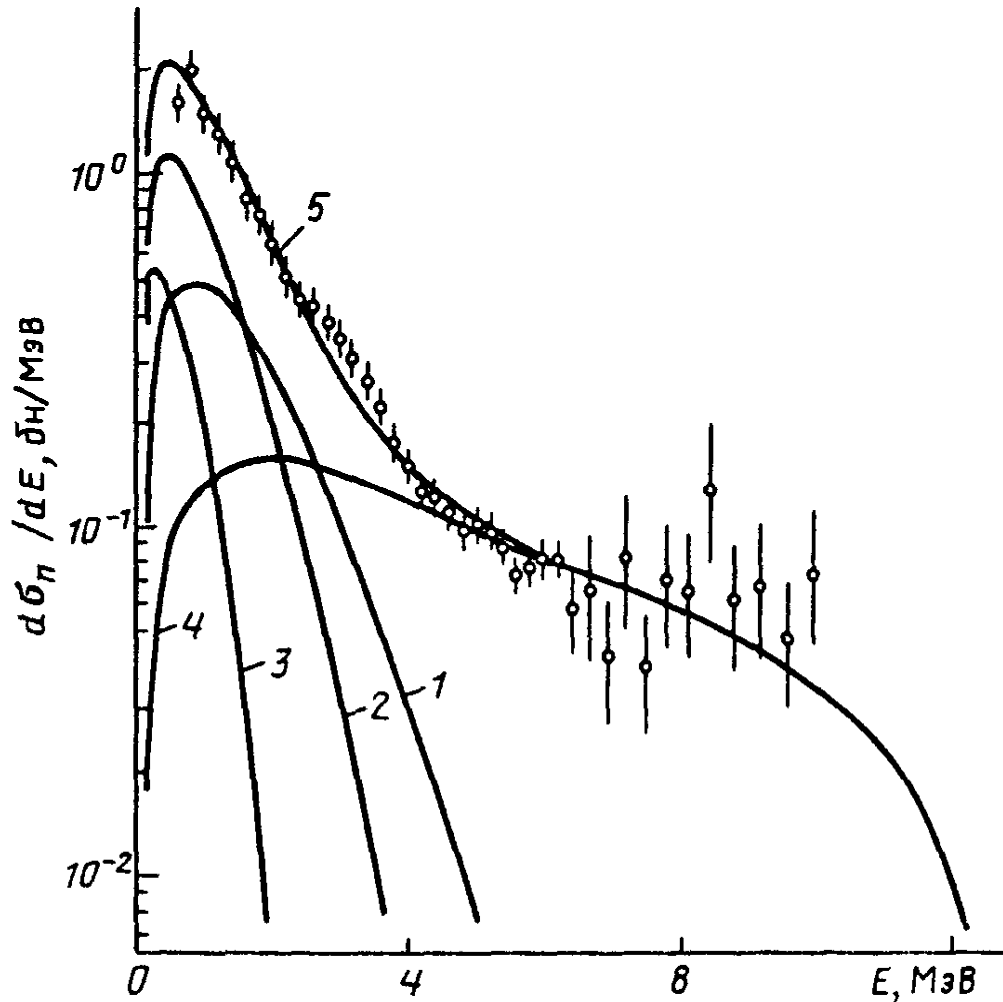


Рис. 2.11. Структура энергетического распределения неупругого рассеяния нейтронов $d\sigma_n(E)/dE$ на ядрах ^{238}U для энергии бомбардирующих нейтронов 14.3 МэВ. Точки - экспериментальные данные из работ [157, 158]. Кривые - результаты теоретических расчетов; 1-3 - спектры эмиссии первого - третьего нейтронов за счет равновесного механизма испарения, 4 - спектр первого предравновесного нейтрона, 5 - суммарный спектр

§2.6. Анализ сечений эмиссионного деления изотопов урана в области $E_n < 20$ МэВ, $x < 3$

По сравнению с достигнутым на рис. 2.10, *a* описанием практика выдвигает более жесткие требования к точности теоретического расчета как полного сечения деления, так и разложения его на парциальные составляющие – шансы. Более детальная подгонка к экспериментальным данным нуждается в возможности варьирования кроме высот барьера также параметров описания плотности уровней в делительном канале реакции. Сегодня вариация параметров теоретической модели (параметры среднего поля, матричный элемент G , включение в описание формы ядра деформаций высших порядков и т.д.) при проведении расчетов сечений деления для широкого круга ядер и в достаточно широком диапазоне энергий налетающих нейтронов не представляется возможной из-за отсутствия надежной экспериментальной информации, на которую можно опереться при такой подгонке параметров делительного канала. Хотя очевидно, например, что неустойчивость оболочечной поправки, которая резко меняется в ближайшей окрестности внешнего горба \dot{B} (рис. 2.8), устраняется включением деформаций высших порядков (см. также [45, 62]). Еще сложнее ситуация в окрестности внутреннего горба \dot{A} , требующая, как уже отмечалось, учета иных деформаций – аксиально-асимметричных [40, 45, 47, 48, 62]. Поэтому в [68] использовали аппроксимацию теоретических расчетов $r_{fi}(U, J, a)$ по формулам феноменологического варианта ОСМ [88] (достигалась точность аппроксимации не хуже 3%), допуская при этом вариации параметров делительного канала около полученных таким образом "микроскопических" значений, о величине которых можно судить по табл. 2.3. В ней даются значения параметров, усредненные по цепочке исследовавшихся изотопов $A = 233-239$, поскольку ни расчеты энергии деформации и плотности состояний, ни описание и анализ сечений деления не выявили систематической A -зависимости. Исключение сделано для высот горбов барьера E_{fi} , которые приведены в табл. 2.4.

На рис. 2.12 представлена зависимость $S_f(E_n, A)$ для изотопов урана в области, $E_n < 20$ МэВ и $A = 234-239$ (ядро-мишень+нейтрон). Экспериментальная (в отдельных случаях косвенная) информация взята из [156, 160–167]. Для изотопов $^{235,238}\text{U} + n$ это стандарты нейтронных сечений [156]. Сплошные кривые описывают результаты расчета полных сечений деления $S_f(E_n)$, штриховые – экстраполяции их составляющих:

Таблица 2.4

Высота горбов барьеров деления E_{fi} , МэВ

A	$E_{fi}^{\text{теор}^*}$, [68]		Результаты анализа					
	E_{fA}	E_{fB}	[68]		[40]		[48]	
			E_{fA}	E_{fB}	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	5.6	5.5	6.0	5.8
235	4.5	5.9	5.7	5.8	5.9	5.6	6.0	5.9
236	4.6	5.9	5.6	5.9	5.6	5.5	5.6	5.7
237	5.1	6.2	5.7	5.9	6.1	5.9	6.3	5.9
238	5.2	6.3	6.1	6.1	5.7	5.7	6.1	5.9
239	6.0	6.6	6.0	6.1	6.3	6.1	6.3	5.7

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

S_{f0} , $S_{f0} + S_{f1}$ и т.п. В табл. 2.4 значения E_{fi} , отвечающие расчетным кривым на рис. 2.12, сравниваются с результатами теоретических расчетов $V(a)$ [68] и с результатами, полученными из анализа сечений деления (или делимости) ядер урана в работе [40, 48]. Дополним их значениями E_{fA} и E_{fB} , полученными разными авторами при анализе вероятности фотоделения и приведенными в [39]: соответственно 5.8–6.0 и 5.9–6.1 МэВ для ^{238}U и 5.6–6.1 МэВ для обоих горбов барьера деления ^{236}U .

При сравнении результатов теоретического расчета и эксперимента можно выделить три характерных случая:

- а) в теории нет свободных параметров;
- б) таких параметров мало, и основной целью является их определение;

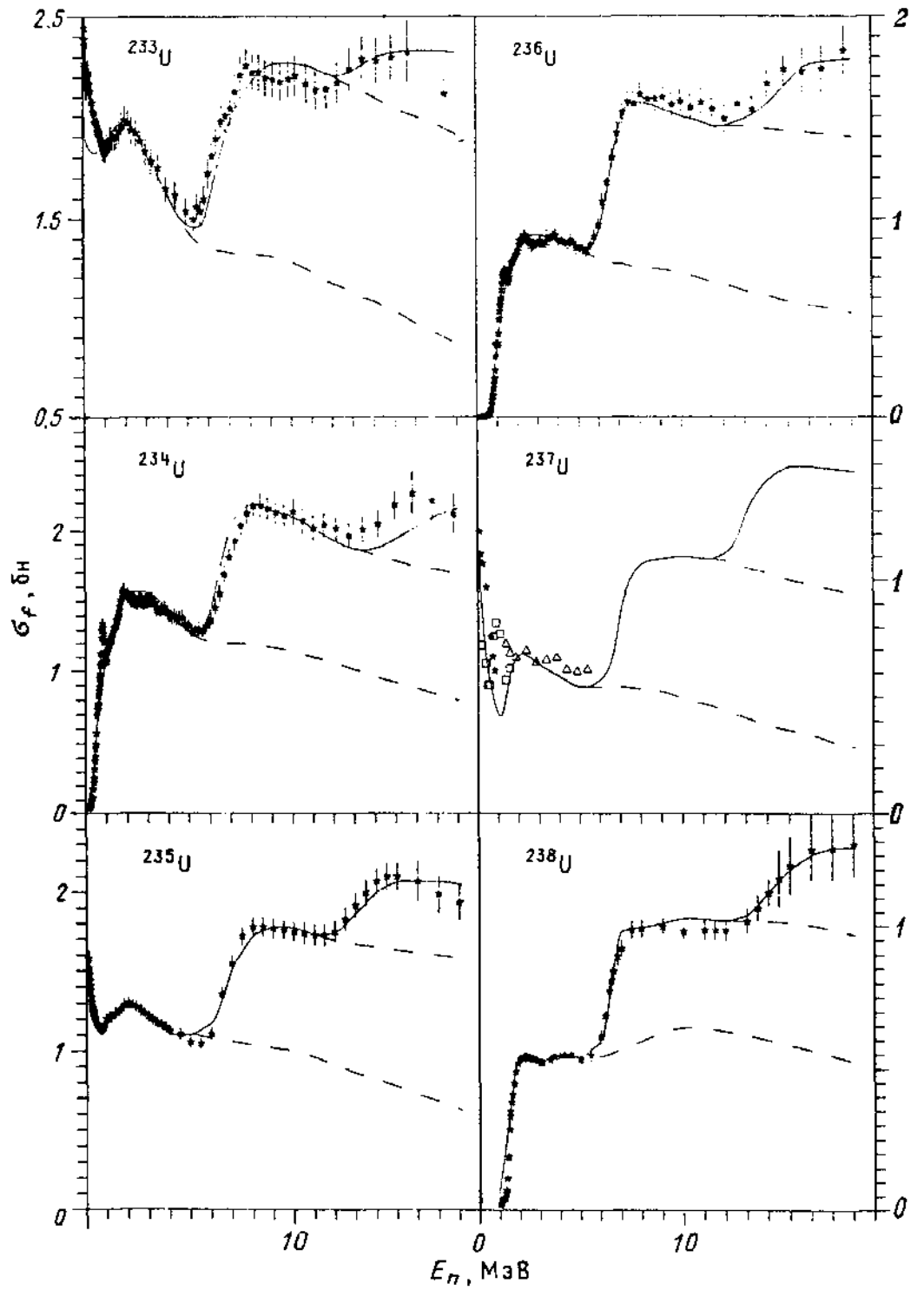


Рис. 2.12. Зависимость $S_f(E_n, A)$ изотопов U. Точки – экспериментальные значения из [156, 160–167], кривые – расчет

в) свободных параметров много, и их истолкование утрачивает смысл.

Рис. 2.10 и 2.11 и относящийся к ним рис. 2.4 соответствуют промежуточной ситуации между а) и б), рис. 2.12 – между б) и в). Рассмотрим конкретнее параметры, представленные в табл. 2.3 и 2.4. Необходимо различать два вида подгонок, которые приводятся в нашей работе [68]. Одна связана с аппроксимацией теоретической плотности уровней $r_{\text{вн}}(U, J, a)$ функционалом феноменологического варианта ОСМ с тремя свободными параметрами \tilde{a} , Δ_0 , dW – функциями a . Другая обеспечивает улучшение описания наблюдаемых сечений деления (см. выше). При осуществлении ее из трех параметров варьировались два последних, а для \tilde{a} сохранялись “теоретические” значения, которые, как видно из табл. 2.3, немного различаются для равновесного и переходных состояний ядер – в среднем примерно так, как следует из влияния поверхности ядра на \tilde{a} [32, 87, 89]. В слове «теоретические» использованы кавычки, поскольку само понятие параметра плотности уровней является однозначным лишь в случае эквидистантного одночастичного спектра ($a = \tilde{a} = \text{const}$). Он присутствует в (2.40), но его нет в достаточно общей теоретической модели (2.34), (2.36), (2.37) [87].

Изменения параметров Δ_0^i и dW_i для переходных состояний, потребовавшиеся для согласования расчетных сечений деления с экспериментальными (верхние и нижние значения в табл. 2.3), относительно невелики: для Δ_0^i менее 15%, для dW_f сравнимы с погрешностью метода расчета. Отметим, что вытекающее непосредственно из расчетов неравенство для корреляционных функций $\Delta_0 < \Delta_0^b \cong \Delta_0^A$ (см. также рис. 2.9, б) трансформировалось в $\Delta_0 \cong \Delta_0^b < \Delta_0^A$, хотя все значения в табл. 2.3 не более чем на 10% отличаются от известной феноменологической оценки $\Delta_0 = 12 A^{-1/2}$ [168]. Укажем также, что масштаб отличий Δ_0^i и Δ_0 в анализе [68] и в работах [67, 69, 76, 152] приблизительно одинаковый. Они больше различаются величиной оболочечных поправок для обоих переходных состояний. В

указанном цикле работ принимались $dW_A = 2.5$ МэВ и $dW_B = 0.6$ МэВ в соответствии с систематиками E_{fi} [40, 65, 66], использующими одномерное описание барьера. В работе [68] значения на 1.5–2.5 МэВ меньше, и этим уточнением авторы обязаны проведенным расчетам для трехмерной параметризации формы и энергии деформации ядра. Можно ожидать дальнейшего прогресса с увеличением числа учитываемых при расчетах параметров деформации a_n [43, 62]. По той же причине трудно сравнивать оболочечные поправки dW_g для равновесных состояний ядер, вычисленные в рамках теоретических расчетов и согласно формуле масс [29, 30], в которой учитывается лишь квадрупольная деформация ядер. Поэтому ограничимся их полуколичественным сопоставлением. С точностью до небольших четно-нечетных различий ядер оболочечная поправка dW_g уменьшается с уменьшением A , составляя $-(1.35 - 1.65)$ МэВ в [29,30], $-(2.5 - 4.0)$ МэВ в теоретических расчетах $dW(a)$, $-(1.5 - 3.5)$ МэВ при аппроксимации результатов теоретических расчетов $r_{вн}(U, J, a)$ с помощью феноменологических соотношений ОСМ.

Результаты расчета и анализа наблюдаемых сечений деления для высот горбов барьера E_{fi} , неплохо согласуются между собой, особенно для внешнего горба \dot{B} (табл. 2.4). 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 $d_{AB} = -0.1$ 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 [68] оцениваемая погрешность $E_{fB} = \pm 0.2$ МэВ.

Таким образом, основным подгоночным параметром в этих расчетах была высота барьера, точнее горбов \dot{B} и \dot{A} , при выборе которых в [68] ориентировались на систематику [40]. Вариацией их, а также в небольших

пределах параметров dW_f и $d\Delta_{f0}$, определяющих энергетическую зависимость плотности уровней в переходном состоянии, в [68] добивались описания не только сечения $S_f = S_{f0} + S_{f1} + S_{f2}$ составных ядер A (например, ^{236}U и ^{239}U), но и $S_{f0} + S_{f1}$ составных ядер $A' = A - 1$ (^{235}U и ^{238}U), S_{f0} составных ядер $A'' = A - 2$ (^{234}U и ^{237}U) [68, 169].

Совместное описание сечений деления ядер A , $A' = A - 1$, $A'' = A - 2$ нейтронами в области E_n , соответствующих энергиям возбуждения в реакциях (n, f) , $(n, n'f)$ и $(n, 2n'f)$, служило тем тестом, о котором шла речь выше и на который в [68, 169] ориентировались при оценке адекватности разложения полного сечения $S_f(E_n)$ на отдельные шансы $S_{fx}(E_n)$. Тест оказался весьма чувствительным и необходимым, в чем авторы убедились при анализе шансовой структуры сечения деления ядер-мишеней ^{235}U . Светлыми точками на рис. 2.13 показаны данные о $S_{f0}(E_n)$ для делящегося ядра ^{236}U , полученные из анализа корреляции средней энергии мгновенных g -квантов $\bar{E}_g(E_n)$ с $\bar{n}(E_n)$ [170], энергетической зависимости дисперсии массового распределения $S_M^2(E_n)$ [171], выхода и средней энергии нейтронов в реакции $^{236}\text{U} + g$ [165]. Они лежат несколько ниже штриховой кривой $S_{f0}(E_n)$, и их описание было получено в [171] в близкой модели, но с более произвольным выбором параметров для остаточных ядер, образовавшихся после эмиссии предделительных нейтронов. В этом расчете удалось описать полное сечение деления примерно так же, как в [68, 169], но ценой расхождений экспериментальных сечений для ядер ^{234}U и ^{233}U с $S_f(E_n)$. Только самосогласованное описание сечений деления для цепочки изотопов в рамках последовательного теоретического подхода, развитого в [68, 169], может служить достаточно надежным критерием правильности полученной шансовой структуры.

Сравнение результатов расчета $S_f(E_n)$ в работе [68] и [67, 69] демонстрируемое на рис. 2.14 на примере $^{238}\text{U} + n$, показывает, что усовершенствование

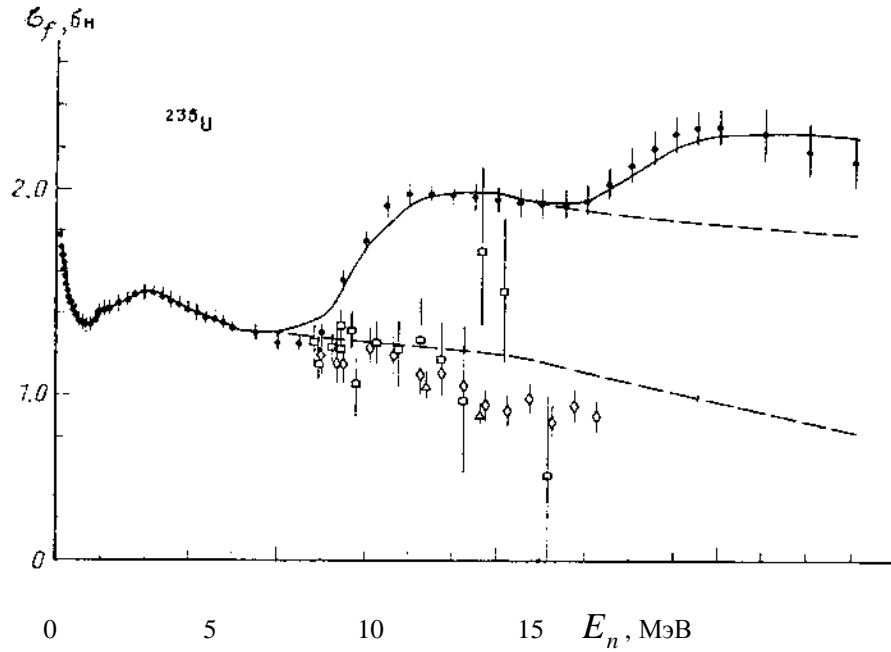


Рис. 2.13. Сечения деления S_f и S_{fx} нейтронами ядер-мишеней ^{235}U . Точки \bullet – стандартные значения S_f из [156]; \circ – данные о S_{f0} : \diamond – [170], Δ – [171], \square – [165]. Кривые – расчет: сплошные – S_f , штриховые – S_{f0} и $S_{f0} + S_{f1}$

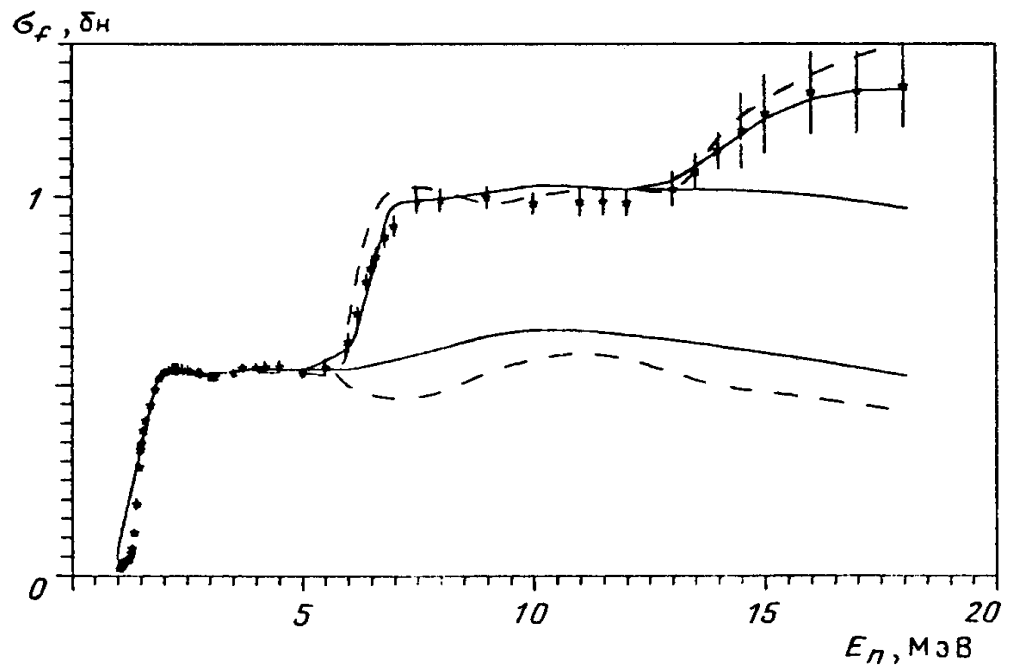


Рис. 2.14. Сравнение результатов расчетов [68] сечений деления нейтронами ядра-мишени ^{238}U (сплошные кривые) с результатами расчетов [67] (штриховые). Точки – стандартные значения [156]

модели плотности уровней благотворно сказывается на описании экспериментальных данных. Можно лишь догадываться, как кривые разойдутся, если придется существенно расширить диапазон E_n , хотя в традиционной области $E_n < 20$ МэВ обе они в пределах погрешностей удовлетворительно согласуются с экспериментом. Стоит подчеркнуть, что это согласие достигнуто благодаря наличию достаточного числа свободных параметров в обоих анализах – фактору, обеспечивавшему описание наблюдаемых сечений и для значительно более грубых моделей [72, 74, 167]. С этой точки зрения для надежности теоретических предсказаний, два примера которых рассматриваются ниже, адекватность модели и параметров гораздо важнее, чем качество описания, полученное для известных объектов с помощью подгонки.

Очевидно значение сформулированного требования для оценки данных, т.е. построения интересующей нас зависимости при недостатке или в отсутствие результатов измерений. В этой связи мы выделим на рис. 2.12 и обсудим кривую для $A = 238$, представляющую интерес с точки зрения оценки сечения деления нейтронами короткоживущего ядра ^{237}U ($T_{1/2} = 6.7$ сут), для которого имеются лишь грубые [172] или косвенные данные [160, 164–166]. Вклад делений этого изотопа, аналогичного по четности числа нуклонов ядрам-мишеням $^{233,235}\text{U}$ и делящегося медленными нейтронами, важно учитывать при анализе баланса нейтронов в размножающих системах, содержащих уран.

Сечение деления ядра ^{238}U , демонстрируемое на рис. 2.12, представляет интерес и с другой точки зрения. Еще в [48] обращалось внимание на то, что делимость его в реакции (g, f) не воспроизводится без предположения о наличии двух седловых точек на внешнем горбе, одна из которых (более низкая) соответствует аксиально-симметричной, но массово-асимметричной конфигурации ядра, другая (расположенная примерно на 0.3 МэВ выше) — массово-симметричной, но аксиально-асимметричной конфигурации. В [68] не столкнулись с этой трудностью при описании сечения деления ^{237}U

нейтронами и убедились, что она не возникает при распространении его (с теми же параметрами) на сечение реакции $^{238}\text{U}(n, n'f)$.

§2.7. Описание сечения деления ^{237}Np и ^{232}Th

Как и для изотопов урана, расчет сечений деления ^{237}Np [22] и ^{232}Th [84] проводился по программе STAPRE [122] (статистический подход Хаузера – Фешбаха [123]) в рамках модели двугорбого барьера [25]. 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. 2.14, где представлена выборка экспериментальных данных по сечению деления ^{237}Np из библиотеки EXFOR [173], 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 в [22] ориентировались на систематику о барьерах деления [40], которая использует наиболее полную совокупность данных о мгновенном и задержанном делении. В таком описании нет свободных параметров. Только улучшение ситуации с экспериментальной информацией о сечении деления на рис. 2.14 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 расчета шансовой структуры сечения деления. Параметры горбов \hat{A} и \hat{B} даны в табл.2.5.

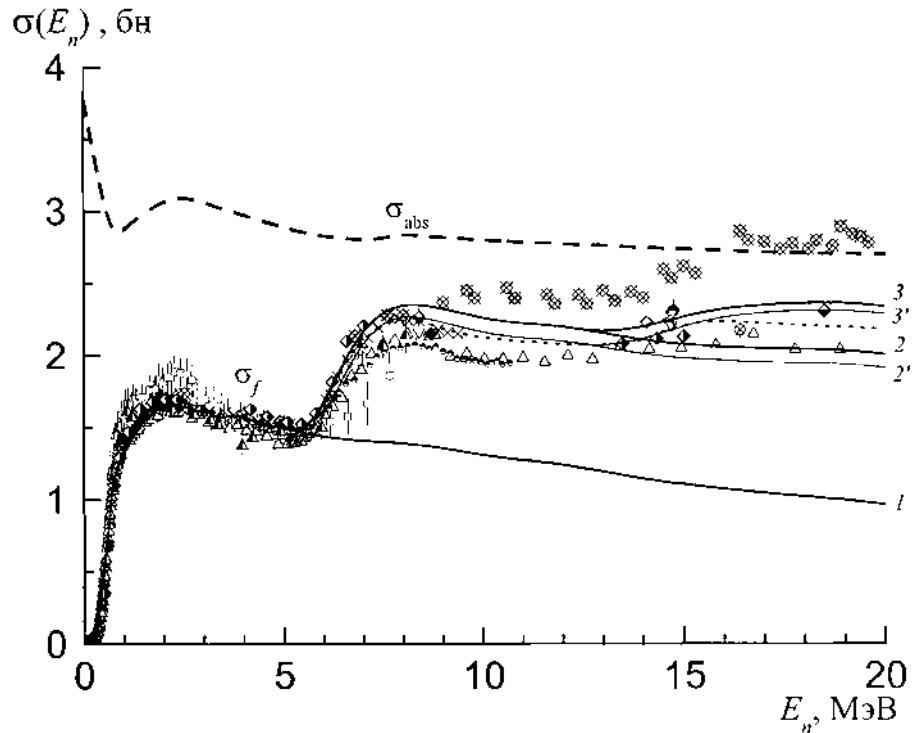


Рис. 2.15. Сечение поглощения нейтрона для ядра-мишени ^{237}Np (штриховая кривая) и сечение деления ^{237}Np . Точки – выборка экспериментальных значений из [173]; кривые: $1 - s_{f238}$, 2 и $2' - s_{f238} + s_{f237}$, 3 и $3' - s_{f238} + s_{f237} + s_{f236}$ (расчет $1, 2, 3$ и $1, 2', 3'$ отличаются значением барьера деления ^{237}Np во втором шансе (см. текст)); точечная кривая – оценка библиотеки ENDF/B-VI

Высота горбов барьеров деления E_{fi} ($i = \overset{\cdot}{A}, \overset{\cdot}{B}$), МэВ

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 [40]. В области второго шанса и начале третьей кривая $3'$ проходит близко к оценке сечения $S_f(E_n)$ в библиотеке ENDF/B-VI [174] (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. 2.15 показано сечение поглощения нейтрона $S_{\text{abs}}(E_n)$ входного канала реакции.

На рис. 2.16 результаты расчетов сечений реакций $(n, xn'f)$ и $(n, 2n')$ для ядра-мишени ^{232}Th [84] сравниваются с экспериментальными данными, взятыми из библиотеки EXFOR [173]. 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 шансов по крайней мере до 20 МэВ соответствует действительности.

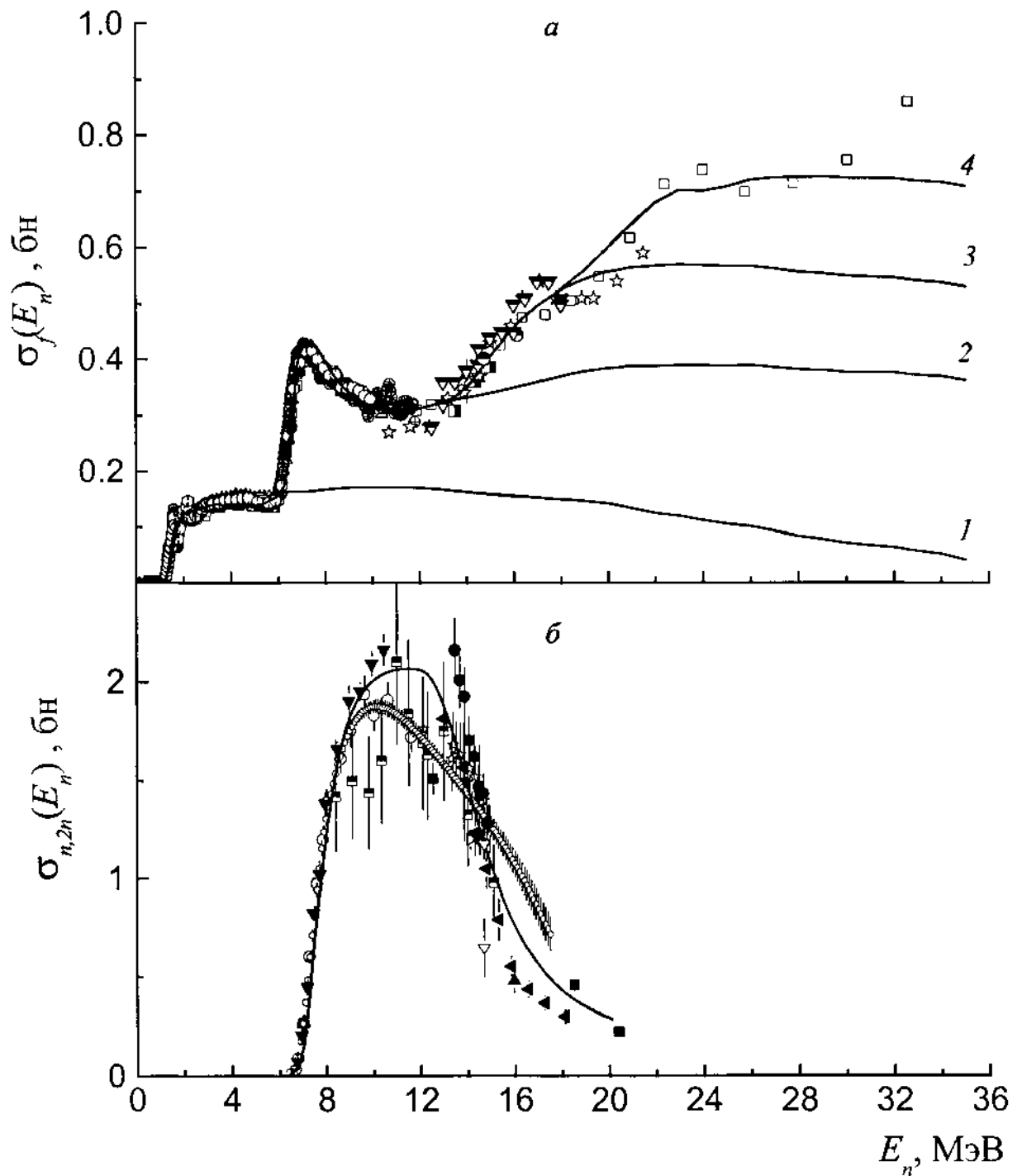


Рис. 2.16. *a* – результаты теоретического описания сечения деления нейтронами ядра-мишени ^{232}Th (кривые: 1 – σ_{f233} , 2 – $\sigma_{f233} + \sigma_{f232}$, 3 – $\sigma_{f233} + \sigma_{f232} + \sigma_{f231}$, 4 – $\sigma_{f233} + \sigma_{f232} + \sigma_{f231} + \sigma_{f230}$), *б* – результаты расчета сечения реакции $^{232}\text{Th}(n,2n')$ (сплошная кривая). Точки – выборки экспериментальных данных для $\sigma_f(E_n)$ и $\sigma_{n,2n'}(E_n)$ из [173]

§2.8. Экстраполяция в область глубокоэмиссионного

($E_n < 40$ МэВ, $x < 7$) деления

В нашей работе [68] была попытка внедрить использованный выше метод расчета сечения деления до 20 МэВ энергии первичных нейтронов для более широкой области E_n – на всю длину цепочки исследованных в данной работе изотопов. Например, для ядра ^{238}U в результате проведенного анализа мы имеем параметры, необходимые для описания сечений всех процессов $(n, xn'f)$ с $x_{\max} = 0, 1, \dots, 6$. На рис. 2.17 представлены результаты расчетов сечения деления для $^{238}\text{U} + n$ до 40 МэВ. При проведении их в области $20 < E_n < 40$ МэВ в [68] использовали описание, реализованное при более низких энергиях, не внося изменений ни в модель, ни в параметры. На первый взгляд успешно прошло испытание описания входного канала реакции, основанного на параметрах оптического потенциала Лагранжа [134], обнаружившее удовлетворительное согласие расчетных и экспериментальных полных сечений до $E_n = 30$ МэВ [175].

На рис. 2.17, *a* сплошные кривые – сечение поглощения нейтронов $S_{\text{abs}} = S_r - S_{\text{dir}}$ (см. рис. 2.3) и сечение деления, шансовая структура которого показана, как ранее (рис. 2.10, 2.12, 2.13), штриховыми кривыми. Экспериментальные данные в области $E_n = 15\text{--}35$ МэВ представляют собой значения, найденные из отношений сечений деления S_{f238}/S_{f235} ^{238}U и ^{235}U [161] и из зависимости сечения S_{f235} [79].

На рис. 2.17, *б* приведены основные результаты тех же расчетов для $\tilde{q} = 0$ (штриховые кривые) и для зависимости $q(E_n)$ по экситонной модели с матричным элементом (2.33) (сплошные кривые), т.е. соответственно без учета и с учетом неравновесного механизма эмиссии нейтронов. Из теоретического описания и выполненного анализа $S_f(E_n)$ (рис. 2.17) можно заключить следующее о закономерностях процессов $(n, xn'f)$ в наиболее интересной с физической точки зрения области (от порога реакции $(n, n'f)$ до энергий, где деление становится глубокоэмиссионным):

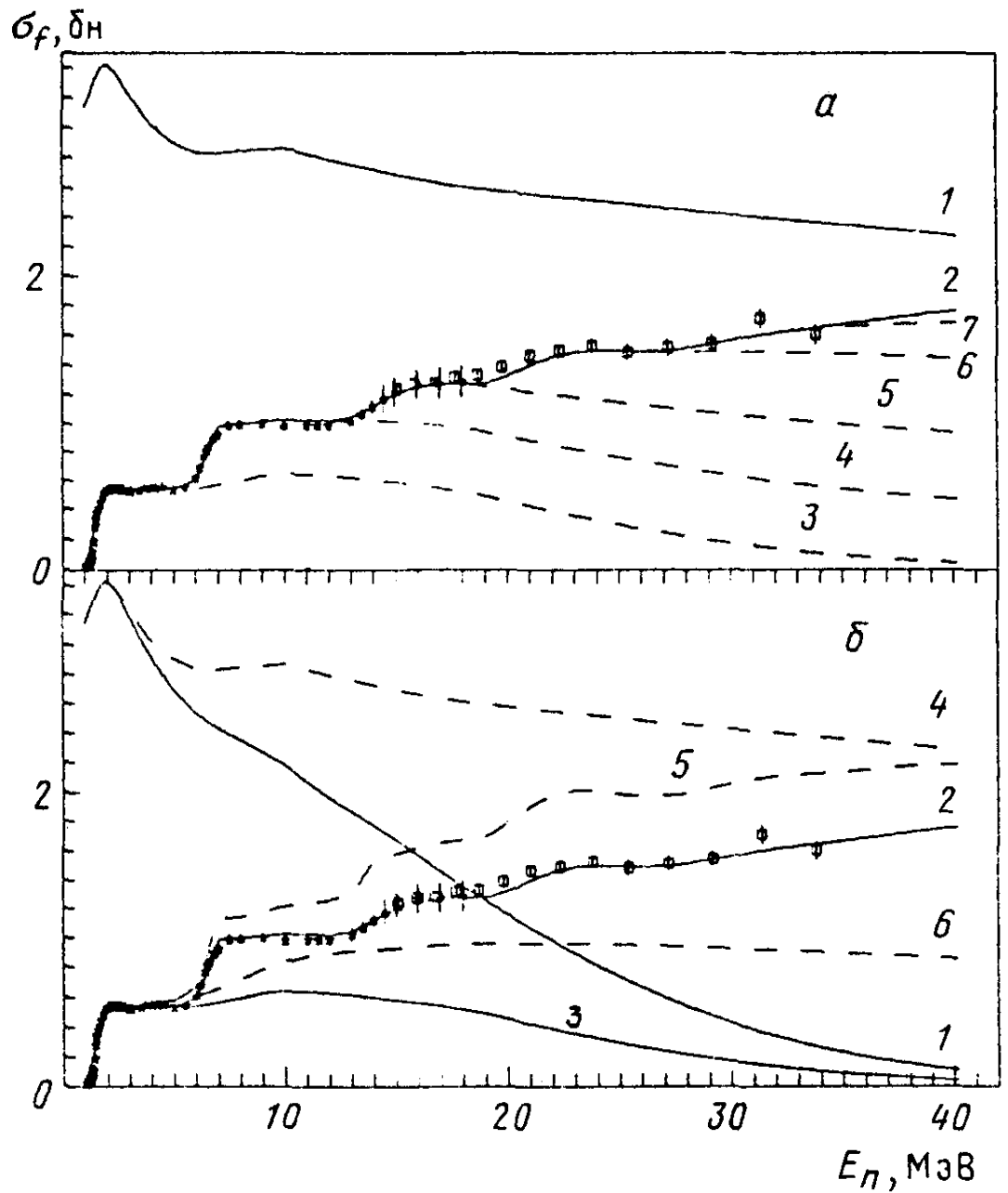


Рис. 2.17. Сечения разных процессов при взаимодействии $^{238}\text{U} + n$ как функции энергии бомбардирующих нейтронов E_n . Везде * – стандартное сечение деления [156], о – экспериментальные значения, полученные из данных [79, 161], кривые - расчет: 1 - s_{abs} [134], 2 - s_f , 3, 4, ... - s_{f0} , $s_{f0} + s_{f1}$, ... (a);

1 - $s_c = s_{\text{abs}}(1 - \tilde{q})$, 2 - s_f , 3 - s_{f0} , и для $\tilde{q} = 0$ 4 - $s_c = s_{\text{abs}}$, 5 - s_f ,
6 - s_{f0} (б)

1. С увеличением E_n , быстро уменьшается вклад распадов начальных компаунд-ядер, хотя делимость первого шанса $P_{f0} = S_{f0}/S_c$ может быть при этом растущей функцией E_n , как в рассматриваемом случае $^{238}\text{U}(n, f)$.

Наблюдаемое сечение эмиссионного деления "питают" главным образом неравновесные взаимодействия, составляющие в спектре первых предделительных нейтронов более половины при $E_n = 20$ МэВ и $\sim 95\%$ при $E_n = 40$ МэВ. Ими формируется широчайший спектр энергий возбуждения остаточных ядер, что ведет к размыванию шансовой структуры полного сечения деления $S_f(E_n)$.

2. Неравновесные нейтроны уносят значительную долю внесенной в ядро энергии. Это сглаживает ступенчатую кривую и приводит к тому, что с увеличением энергии налетающего нейтрона через деление реализуется часть распадов возбужденного ядра, существенно меньшая, чем при чисто испарительном механизме эмиссии нейтронов. Так, в реакции $^{238}\text{U} + n$ при $E_n = 40$ МэВ в последнем случае S_f/S_c было бы уже близко к единице, тогда как в реалистических предположениях данного анализа для деления остается "резерв" $\sim \frac{1}{4}S_{\text{abs}}$. Иначе говоря, вклад неравновесной эмиссии нейтронов тормозит рост $S_f(E_n)$, связанный с включением в игру новых шансов деления.

3. При расширении диапазона E_n более чем вдвое (с 18 до 40 МэВ) описание экспериментальных данных достигалось непринужденно, как отмечалось, без какой бы то ни было корректировки параметров. Это значит, что физическая картина эмиссионного деления существенно не меняется в области нескольких десятков МэВ и ее вполне адекватно отражает модель, использованная в анализе [68].

§2.9. Включение затухания ротационной моды и динамических эффектов при описании сечения деления актинидных ядер на примере изотопа ^{238}U

Заключение пункта 3 в разделе 2.8 о том, что физическая картина эмиссионного деления не меняется и в области высоких энергий первичных

нейтронов ($E_n > 20$ МэВ) может быть подвергнуто сомнению. И связано это с таким фактором. Экстраполяция параметров оптического потенциала, предложенных Лагранжем [134] для расчета сечений реакции входного канала (S_r, S_{abs}) при энергии первичных нейтронов $E_n \leq 20$ МэВ, в область высоких энергий $E_n > 20$ МэВ не имеет строгого физического обоснования и может приводить к ошибочным результатам. Как видно на рис. 2.18, набор параметров Янга [176] для деформированного потенциала, подобранный из условия наилучшего описания экспериментальных полных сечений S_{tot} и сечений упругого рассеяния S_{el} протонов и нейтронов в области энергий первичных частиц до 100 МэВ дает более высокие значения $S_{abs}(E_n > 20$ МэВ), чем расчет с параметрами Лагранжа [134].

В работе [83] при описании сечения деления изотопов $^{232-236,238}\text{U}$ нейтронами с энергиями до 100 МэВ в рамках статистической модели с использованием $S_{abs}(E_n)$ потенциала Янга [176] (сплошная кривая на рис. 2.18) столкнулись с трудностью воспроизведения абсолютного уровня экспериментального сечения деления при высоких энергиях $E_n > 20$ МэВ. Расчетные сечения были выше экспериментальных значений. Наилучшего согласия по всем имеющимся данным по сечению деления авторы достигали с помощью введения зависящего от энергии масштабного коэффициента, на который умножалось сечение $S_{abs}(E_n)$ потенциала Янга. Результат такой процедуры показан на рис. 2.18 штриховой кривой. Она близка к точечной кривой при $E_n > 20$ МэВ, полученной с параметрами Лагранжа.

В работе [177] параметры оптического потенциала Янга [176] варьировались, чтобы получить описание сечения деления ^{238}U при высоких энергиях. Сечение для «подправленных» параметров потенциала Янга показано штрихпунктирной кривой на рис. 2.18. Как процедура экстраполяции параметров оптического потенциала [134] в область высоких энергий, так и умножение $S_{abs}(E_n)$ [176] на масштабный коэффициент в работе [83] или варьирование параметров [177] для получения согласия с экспериментальными данными не имеют строгого физического обоснования. Это может завуалировать

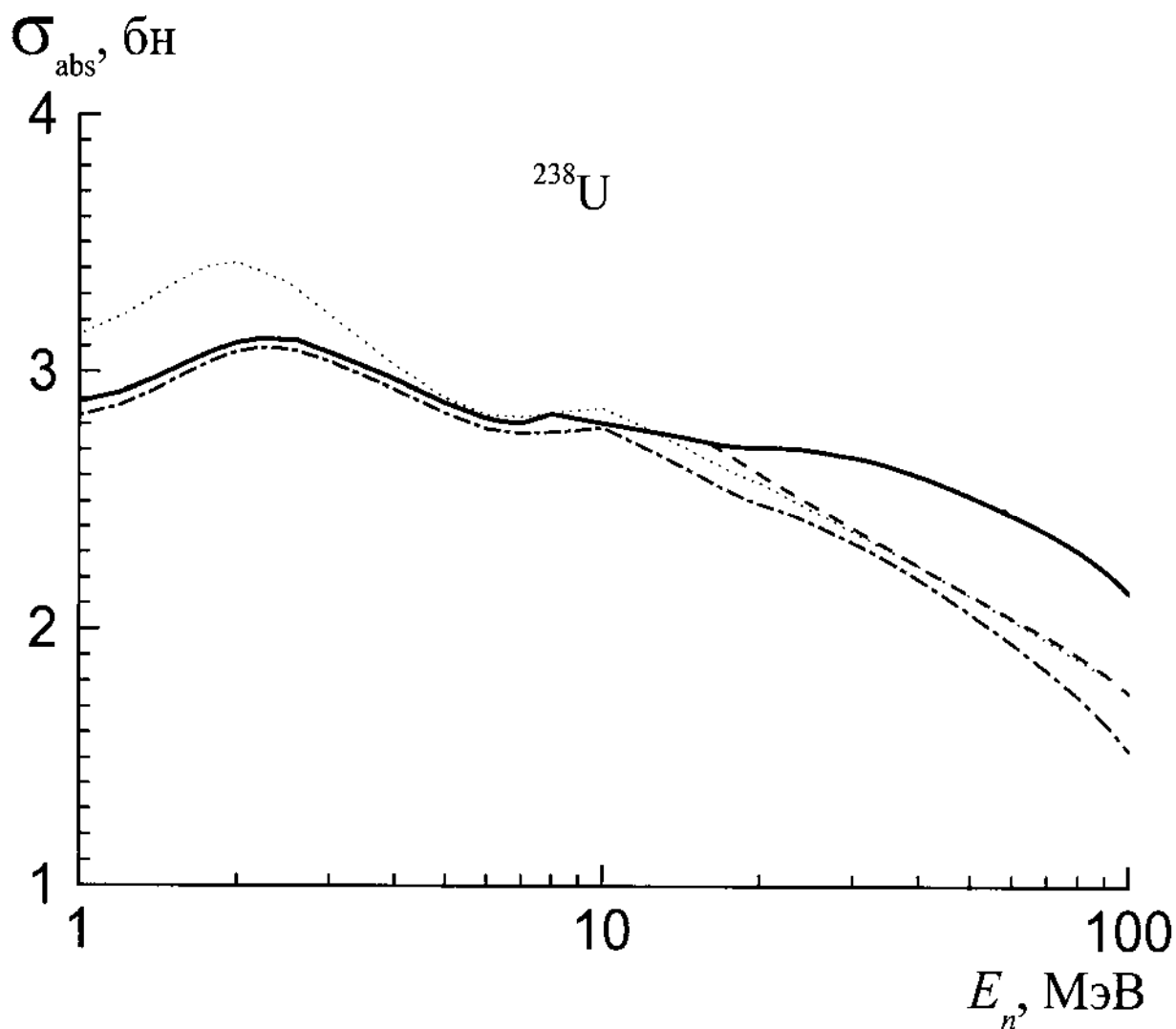


Рис. 2.18. Сечение поглощения нейтрона для входного канала реакции $^{238}\text{U} + n$.
 Сплошная кривая – $S_{\text{abs}}(E_n)$ для параметров оптического потенциала [176],
 точечная – [134], штрихпунктирная – [177], штриховая – сплошная кривая,
 умноженная на масштабный коэффициент [83]

реально существующее физическое явление. Одной из причин несоответствия теории и эксперимента может быть ядерное трение, которое не учитывается при оценке делительной ширины в рамках статистической теории.

Влияние диссипативных процессов, обусловленных вязкостью ядерной материи, на различные характеристики, изучаемые в реакциях деления, может дать информацию как о величине коэффициента ядерной вязкости, так и прояснить смысл диссипации, вязкости или трения в ядрах, который является не очевидным. До сих пор такие данные весьма несовершенны, что не позволяет сделать вывод о том, какая из теорий (однотельной или двухтельной диссипации) адекватно описывает динамические эффекты. Тип действующей вязкости оказывает глубокое влияние на динамику коллективного движения. Механизм однотельной диссипации предсказывает сильную вязкость ядерной материи и сверхкритическое затухание ядерного движения. В то же время, двухтельная диссипация внутри ядра может оказаться слабой из-за принципа Паули, который подавляет двухтельные столкновения и лишь в поверхностной области действует не столь эффективно. По сравнению со случаем нулевого трения однотельная (двухтельная) диссипация приводит к менее (более) вытянутым конфигурациям в точке разрыва [4].

Анализ массово–энергетических распределений [126] и выходов предделительных нейтронов [4] указывает, по-видимому, на коллективное движение со сверхкритическим затуханием, что свидетельствует в пользу гипотезы однотельной, а не двухтельной динамики. К сожалению, независимая информация о величине коэффициента ядерного трения несовершенна. Для реального понимания диссипации в ядрах весьма полезно привлекать к анализу новые экспериментальные данные о характеристиках процесса деления в дополнение к традиционно исследуемым.

В работе [77] 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 (2.31) 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.

Расчеты $S_{fA-x}(E^*)$, а соответственно и S_f , можно проводить, используя формализм Хаузера–Фешбаха (программы типа STAPRE) или воспользоваться соотношениями статистической модели в квазиклассическом приближении. В области исследуемых здесь энергий различия двух способов оценки сечений несущественны. В [68] расчет проводился по программе STAPRE. При высоких энергиях ради удобства включение эффектов ядерной вязкости при описании делимости в рамках диффузионной модели (2.30), удобно использовать квазиклассический подход [77].

Зависимость коэффициента ротационного увеличения плотности уровней $K_{\text{рот}}(U)$ в (2.42) от симметрии форм ядра исследовалась в [147, 178]. Там же были даны адиабатические оценки $K_{\text{рот}}(U)$, справедливые при достаточно низких энергиях возбуждения. Признаком адиабатичности задачи о величине $K_{\text{рот}}(U)$ является независимость мод одночастичного движения и вращения ядра как целого, а мерой – отношение температуры q к квадрупольной деформации e . В работе [147] дана оценка температуры q_0 при которой

предположение об адиабатичности теряет смысл. При $q \geq q_0$ должен наблюдаться эффект “затухания“, обусловленный взаимодействием внутренних и коллективных (вращательных) степеней свободы деформированного ядра и выражающийся в уменьшении $K_{\text{рот}}(U)$ в сравнении с адиабатической оценкой, причем $K_{\text{рот}}(U) \rightarrow 1$ в пределе больших U .

Авторы работы [179], по-видимому, впервые пытались учесть эффект затухания ротационных мод при описании вероятности деления деформированных ядер. Функция затухания определялась эмпирически и считалась одинаковой в делительном и нейтронном каналах. Это противоречит теоретическим оценкам [147, 178], которые показали, что эта характеристика сильно зависит не только от энергии возбуждения, но и от деформации ядра. Последующие численные расчеты Хансена–Енсена [155], использующие одночастичную оболочечную модель $SU(3)$ для изучения энергетической зависимости плотности уровней ядер с разной формой симметрии в основном состоянии, подтвердили оценки [147, 178]. Они также установили возможность уменьшения с ростом температуры вклада ротационных мод, вызванного постепенным исчезновением асимметрии формы ядра. Например, плотность уровней ядра, имеющего форму трехосного эллипсоида в основном состоянии (2.43г), ($K_{\text{рот}} = \sqrt{p/2} s_x s_y s_z \approx \sqrt{p/2} s_{\parallel} s_{\perp}^2$), при энергии $U > 20$ МэВ не отличается от плотности уровней аксиально– и зеркально–симметричного ядра (2.43б) ($K_{\text{рот}} = s_{\perp}^2$) и от плотности сферического ядра (2.43а) ($K_{\text{рот}} = 1$), при еще больших энергиях возбуждения.

В связи с практическими приложениями удобно представить $K_{\text{рот}}$ деформированного ядра в виде двух сомножителей

$$K(U) = K_1^{\text{ад}}(U) K_2^{\text{ад}}(U). \quad (2.47)$$

Фактор $K_1^{\text{ад}}(U) = 2$ (2.43в), $\sqrt{p/2} s_{\parallel}$ (2.43г), $\sqrt{8p} s_{\parallel}$ (2.43д) характеризует дополнительное увеличение плотности уровней аксиально– и зеркально–симметричного ядра $K_{\text{рот}}(U) = K_2^{\text{ад}}(U) = s_{\perp}^2$ (2.43б) с потерей им

симметрии формы. Затухание каждой из величин $K_i^{\text{ад}}(U)$ можно аппроксимировать выражением

$$K_i(U) = 1 - q_i(U) + q_i(U)K_i^{\text{ад}}(U), \quad (2.48)$$

где функция затухания имеет вид

$$q_i(U) = \left[1 + \frac{\exp(U - U_i)}{d_i} \right]^{-1}. \quad (2.49)$$

Здесь параметры U_i , d_i существенно зависят от величины деформации, характеризующей определенные нарушения симметрии ($i=1$ – аксиальной, $i=2$ – сферической).

Приближенные соотношения для определения U_i и d_i даны в [155]. Оцененные значения имеют большой разброс. Основываясь на численных расчетах плотности уровней ядер [155], можно определенно сказать, что при $U > 20$ МэВ нет различия между аксиально– и зеркально–симметричными ядрами и ядрами с асимметрией формы в основном состоянии. Это означает, что $K_1(U)=1$ при $U > 20$ МэВ. Квадратичная зависимость от деформации характерных энергий $U_2 \approx 120 A^{1/3} e^2$ [155] для ядер с аксиальной симметрией формы приводит к важным следствиям для описания делимости ядер. В области средних энергий $U < 100$ МэВ можно пренебречь затуханием $K_{\text{рот}}(U) = K_2^{\text{ад}}(U) = s_{\perp}^2$, связанным с переходом от аксиальной формы в седловой точке ($e_A \sim 0.6$, $e_B \sim 0.8$) к сферической. В нейтронном канале ($e \sim 0.24$) отклонения $q_2(U)$ от единицы становятся заметными уже при энергиях $U > 50$ МэВ.

В [77] анализе сечения деления ^{238}U в диапазоне энергий бомбардирующих нейтронов $E_n = 1-55$ МэВ при оценке делительной и нейтронной ширины брали $K_2(U) = s_{\perp}^2$. О симметрии формы ядра в седловых точках \dot{A} и \dot{B} для ядер урана говорилось выше в §2. 4. Поскольку результаты анализа сечения деления менее чувствительны к параметрам горба \dot{A} , чем к параметрам \dot{B} , то трудно оценить, какая форма симметрии ядра имеет место в седловой точке \dot{A} . В [77] для горба

\hat{A} принят фактор $K_1^{\text{ад}} = \sqrt{2p} s_{\parallel}$ – промежуточный между $\sqrt{p/2} s_{\parallel}$ (2.43г) и $\sqrt{8p} s_{\parallel}$ (2.43д), хотя такой выбор не играет принципиальной роли в данном анализе. Согласно симметрии формы для седловой конфигурации \hat{B} $K_1^{\text{ад}} = 2$ (2.43в). Как показано рис. 2.19, без учета затухания асимметричной компоненты удается согласовать результаты расчета $s_f(E_n)$ для ^{238}U и экспериментальные данные до энергии $E_n = 16$ МэВ. Для $E_n > 16$ МэВ расчетная кривая проходит значительно выше экспериментальных точек. Точками показаны стандартные значения сечения деления ^{238}U нейтронами [156, 180]. Сечение $s_f(E_n)$ вычислялось с параметрами модели (барьеры деления, параметры плотности уровней и т.д.), весьма близкими к тем, которые получены из анализа экспериментальных сечений для цепочки ядер $^{232-238}\text{U}$ в подходе, развитом нами в [68]. Сечение поглощения нейтронов $s_{\text{abs}} = s_r - s_{\text{dir}}$ для ^{238}U , определялось на основе расчетов сечения реакции s_r и сечения прямого возбуждения низколежащих уровней при неупругом рассеянии нейтронов s_{dir} методом связанных каналов по программе ECIS [181] с параметрами оптической модели для деформированного потенциала Янга [176] (сплошная кривая на рис. 2.18).

Теоретические расчеты сечения деления $^{232-238}\text{U}$ в работе [83] до энергии нейтронов $E_n = 100$ МэВ с тем же оптическим потенциалом Янга в предположении, что форма делящегося ядра в седловой точке не имеет симметрии вращения ($K_1^{\text{ад}} = \sqrt{8p} s_{\parallel}$) значительно переоценивают $s_f(E_n)$, начиная с энергии $E_n = 7$ МэВ и выше. В этой работе использовалась плотность внутренних возбуждений на основе одночастичного спектра модели Нильсона. Авторы включили в расчет затухание асимметричной компоненты ротационного увеличения плотности уровней в седловой точке согласно (2.48), (2.49) с параметрами $U_1 \approx 7$ МэВ $d_1 \approx 0.8$ МэВ. Это позволило согласовать теоретическое описание и результаты эксперимента до энергии 17 МэВ. При более высоких E_n

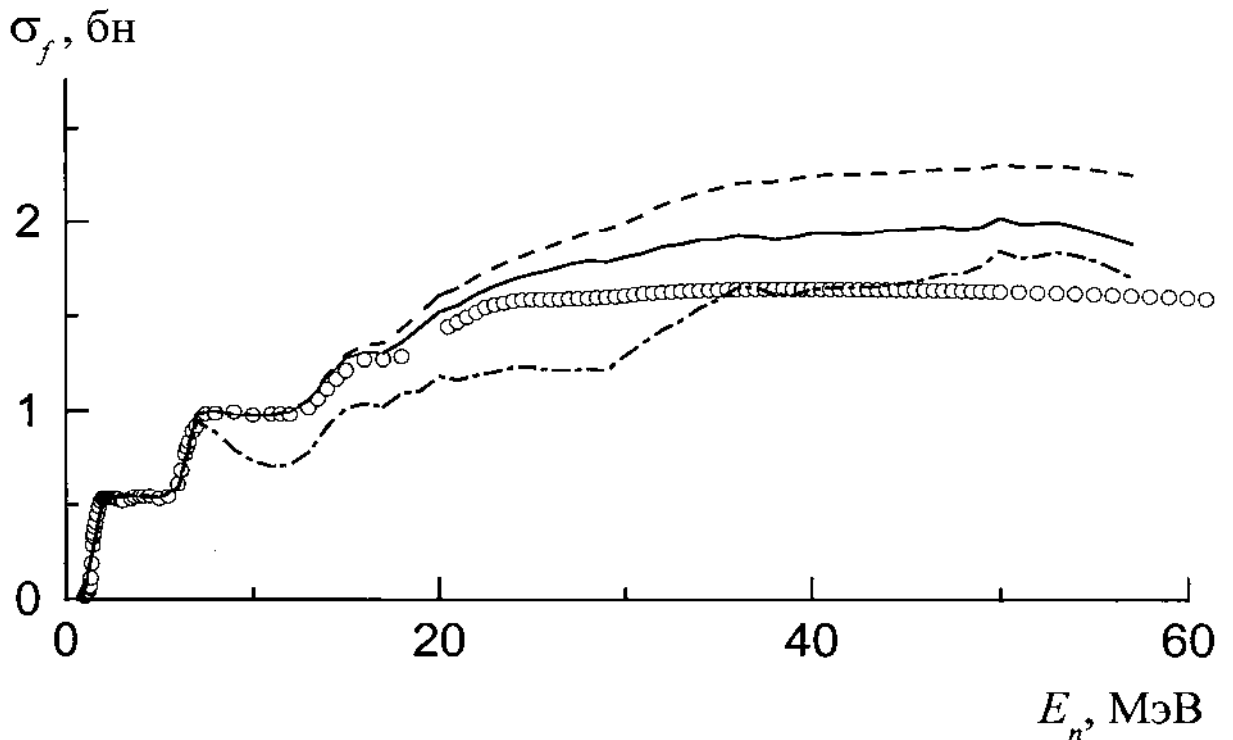


Рис. 2.19. Сравнение стандартных значений сечения деления ^{238}U нейтронами (\circ) [156, 180] со статистическим описанием: штриховая кривая – расчет с адиабатической оценкой коэффициента ротационного увеличения плотности уровней; штрихпунктирная и сплошная – с учетом затухания асимметричной компоненты $K_1(U)$ в седловой точке по формуле (2.48) с функцией затухания (2.49) для величин параметров соответственно $U_1=7$ МэВ, $d_1=0.8$ МэВ и $U_1=16$ МэВ, $d_1=1.2$ МэВ

статистический расчет дает сечение деления, превышающее экспериментальную величину.

На рис. 2.19 демонстрируется влияние затухания ротационного увеличения плотности уровней $K_1(U)$ (2.48), (2.49) для двух набора параметров: 1) $U_1 \approx 7$ МэВ $d_1 \approx 0.8$ МэВ и 2) $U_1 \approx 16$ МэВ $d_1 \approx 1.2$ МэВ. В сравнении с исходным расчетом без учета затухания, согласующимся с экспериментом в диапазоне $E_n = 1-15$ МэВ, кривая, соответствующая первому набору параметров, испытывает заметные отступления от экспериментальных точек уже при $E_n > 7$ МэВ. Второй набор параметров дает наиболее оптимальное описание $S_f^{\text{exp}}(E_n)$, но полного согласия с экспериментом достичь не удастся. Располагаясь ближе к экспериментальным точкам, чем кривая без учета затухания, расчет все еще заметно переоценивает сечение деления для $E_n > 18$ МэВ.

В работе [83] удовлетворительное описание экспериментальных данных удалось получить во всем исследуемом диапазоне E_n с помощью подгоночного коэффициента, на который умножалось сечение поглощения $S_{\text{abs}}(E_n)$. Значение коэффициента изменялось от 1 для $E_n = 17$ МэВ до 0.82 для 100 МэВ. На примере ^{238}U [77] было показано, что расхождение статистических оценок сечения деления и результатов эксперимента можно устранить, если учесть в теоретических расчетах эффекты, обусловленные вязкостью ядерной материи.

На рис. 2.20, а 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 (то же, что и штриховая кривая на рис. 2.19, только с демонстрацией шансовой структуры сечения деления); 2) расчет в рамках диффузионной модели с учетом затухания асимметричной моды $K_1(U)$ (2.48) в седловой точке с параметрами $U_1 = 16$ МэВ, $d_1 = 1.2$ МэВ для (2.49). Удовлетворительное описание (сплошная кривая) экспериментальных данных во всем исследуемом диапазоне энергий E_n достигается с коэффициентом трения $b = 4.1 \times 10^{21} \text{c}^{-1}$ и параметрами $U_d = 24$ МэВ, $dU = 1.5$ МэВ для функции затухания

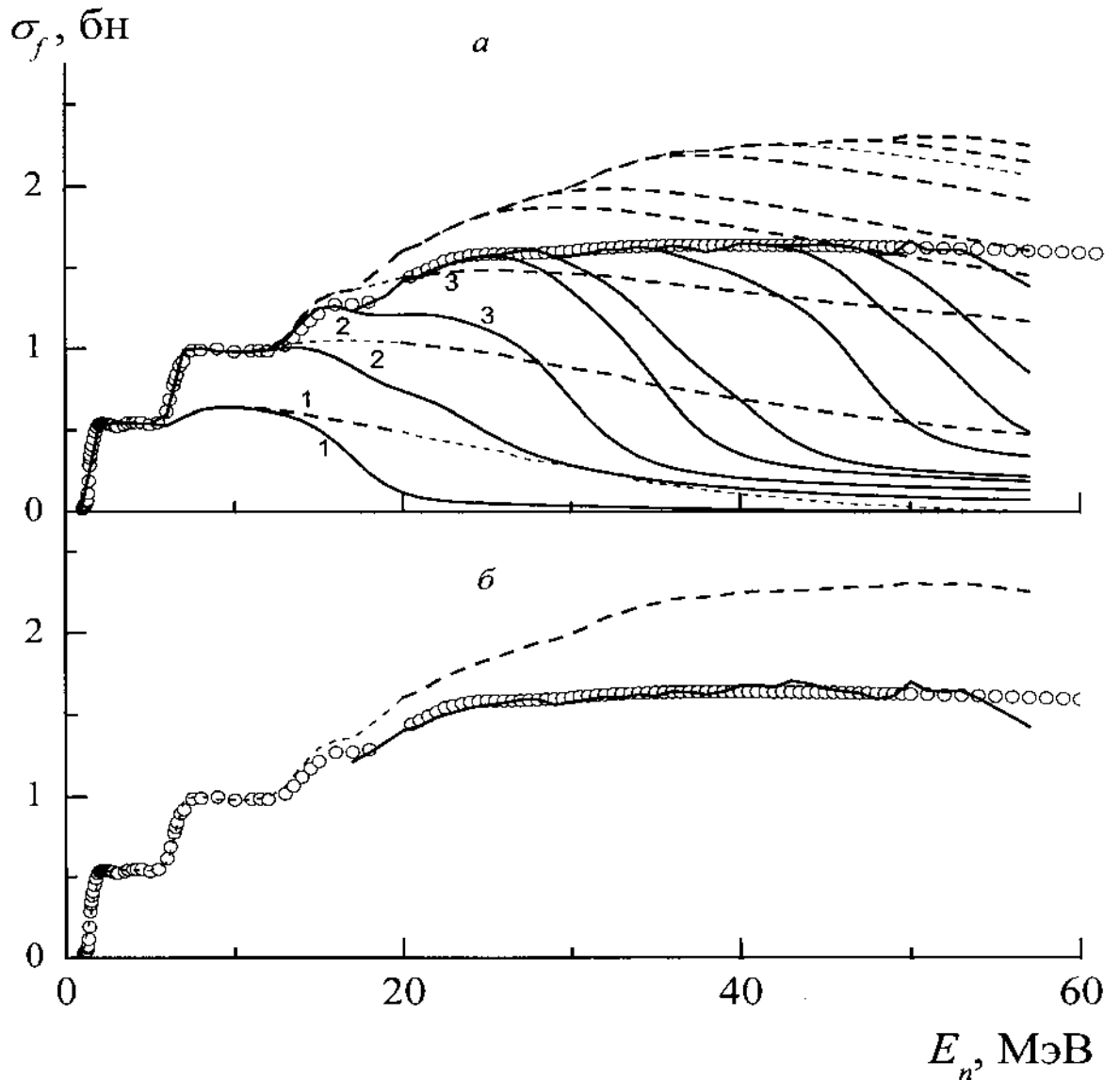


Рис. 2.20. Результаты теоретического расчета сечения деления ^{238}U нейтронами. *a* – $\sigma_f(E_n)$ и его составляющие: σ_{f0} – кривые 1, $\sigma_{f0} + \sigma_{f1}$ – кривые 2, $\sigma_{f0} + \sigma_{f1} + \sigma_{f2}$ – кривые 3 и т. д.; штриховые кривые – статистическое описание (то же, что и штриховая кривая на рис. 2.19, но показан и вклад разных шансов); сплошные кривые – в рамках диффузионной модели ($b = 4.1 \times 10^{21} \text{ с}^{-1}$) с учетом затухания асимметричной компоненты $K_1(U)$ в седловой точке; *б* – штриховая кривая и кружки то же, что и на рис. 2.19; сплошная кривая – расчет $\sigma_f(E_n)$ в рамках диффузионной модели с $b = 10 \times 10^{21} \text{ с}^{-1}$ и адиабатической оценкой коэффициента ротационного увеличения плотности уровней

динамических эффектов (2.31) при низких энергиях возбуждения. Если не учитывать затухание асимметричной компоненты, т.е. взять $K_1(U) = K_1^{\text{ad}}(U)$, 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. 2.20, б. 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 нашей работе, и результаты анализа выхода нейтронов в реакциях с тяжелыми ионами (HI, xnf), дающие оценку $b \geq 5 \times 10^{21} \text{ с}^{-1}$ [182], видимо, свидетельствуют в пользу сверхкритического затухания ($b/2w_0 > 1$).

На рис. 2.20, а видно, что характерной особенностью учета ядерного трения в расчетах $S_f(E_n)$ является изменение относительного вклада разных шансов $R_x = S_{fx}(E_n)/S_f(E_n)$ и энергетической зависимости каждого отдельно взятого шанса $S_{fx}(E_n)$. Шансы динамического описания затухают гораздо быстрее с энергией, чем соответствующие шансы статистического.

Анализ шансовой структуры энергетической зависимости сечения деления, представленного на рис. 2.20, а, позволяет непосредственно рассчитать зависимость средней множественности предделительных нейтронов от энергии возбуждения $E^* = E_n + B_n$:

$$\bar{n}_{\text{pre}}(E^*) = \sum_{x=0}^{x_{\text{max}}(E^*)} x R_x(E^*), \quad (2.50)$$

где $x R_x = \bar{n}_{\text{pre},x}$ – вклад шанса деления, образовавшегося после эмиссии x нейтронов, в полную множественность \bar{n}_{pre} . Соотношение (2.50) определяет

выход предделительных нейтронов, излученных из возбужденного начального ядра до того, как оно достигнет седловой конфигурации. Следует отметить, что используемый подход не позволяет оценить среднюю множественность предделительных нейтронов, испущенных за время перехода делящегося ядра от седловой точки к точке разрыва.

На рис. 2.21 показан относительный выход разных шансов $R_x = s_{fx}(E_n)/s_f(E_n)$ ($\sum_x R_x = 1$) при энергии $E_n = 45$ МэВ, для вариантов теоретического описания сечения деления, представленных рис. 2.20, а. При учете динамической задержки деления (2.30), описываемой диффузионной моделью Крамерса [124] и Гранже–Вайдемюллера [125, 129, 130], максимум распределения $R_x^{(d)}$ смещен в сторону больших значений по отношению к положению максимума статистического распределения $R_x^{(s)}$. Это дает значительный эффект предделительной эмиссии нейтронов $\bar{n}_{\text{pre}}^{(d)} = \sum_x x R_x^{(d)} = 4.68$ по сравнению с предсказанием статистической модели $\bar{n}_{\text{pre}}^{(s)} = \sum_x x R_x^{(s)} = 2.68$.

Очевидно, что вариация сечения $k \times s_{\text{abs}}(E_n)$ с помощью масштабного коэффициента k во входном канале реакции, изменяя величину расчетного сечения деления [83], не изменит относительных вкладов разных шансов $R_x = (k \times s_{fx}(E_n))/(k \times s_f(E_n))$, а следовательно, и \bar{n}_{pre} .

На рис. 2.22 среднее число предделительных нейтронов $\bar{n}_{\text{pre}}(E^*)$ в реакции $^{238}\text{U}(n, xnf)$, оцененное в предположении, что нейтроны испускаются до седловой точки (2.50), в зависимости от энергии возбуждения сравниваются с экспериментальными данными $\bar{n}_{\text{pre}}^{\text{exp}}(E^*)$ для группы актинидов U–См с массовыми числами в интервале 239–243. Компиляция $\bar{n}_{\text{pre}}^{\text{exp}}(E^*)$ дана в работе [183]. Светлые точки обозначают реакции с легкими заряженными частицами: кружки– $p + ^{235,236,238}\text{U} \rightarrow ^{236,237,239}\text{Np}$ [1], треугольники– $\alpha + ^{232}\text{Th}$, $^{233,238}\text{U}$, $^{239}\text{Pu} \rightarrow ^{236}\text{U}$, $^{237,242}\text{Pu}$, ^{243}Cm [2]. Темные кружки – данные, полученные в реакциях с тяжелыми ионами [3]: $^{20}\text{Ne} + ^{209}\text{Bi} \rightarrow ^{229}\text{Np}$,

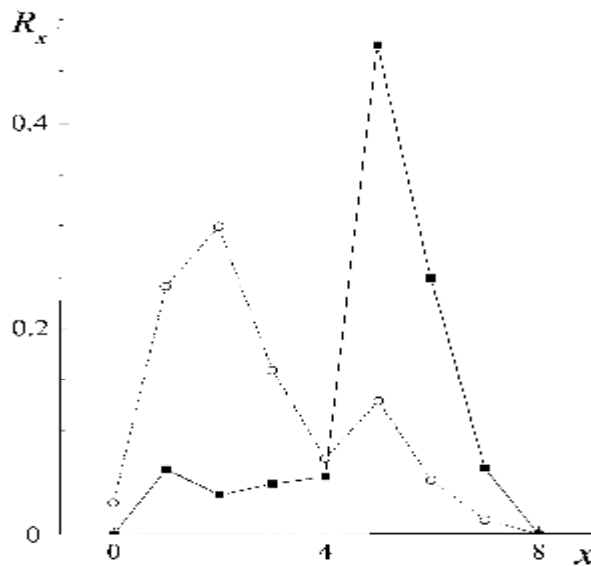


Рис. 2.21. Относительный вклад разных шансов $R_x = S_{fx}(E_n)/S_f(E_n)$ для $E_n=45$ МэВ. о – статистическое описание, ■ – описание в рамках диффузионной модели

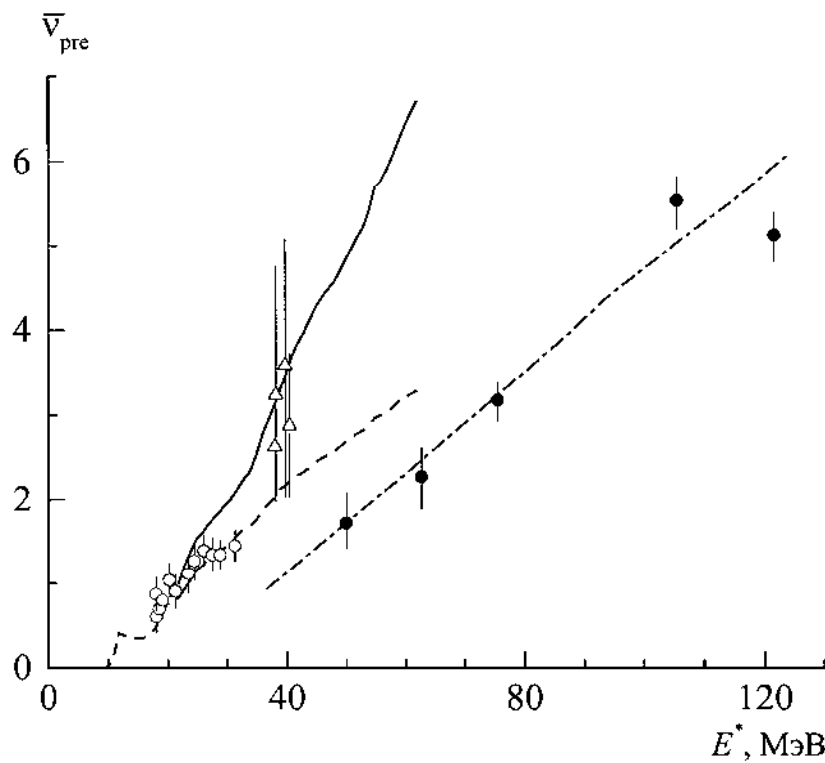


Рис. 2.22 Сравнение результатов расчета \bar{n}_{pre} с экспериментальными значениями для актинидов в области U–Сm ($Z=92-96$) в зависимости от энергии возбуждения E^* . Светлые точки – реакции с легкими заряженными частицами (о – протоны, Δ – α -частицы); темные кружки – реакции с тяжелыми ионами. Штрихпунктирная линия – эмпирическая систематика [183]; штриховая кривая – статистическое описание; сплошная кривая – расчет в рамках диффузионной модели

$^{10}\text{Li} + ^{232}\text{Th} \rightarrow ^{239}\text{Np}$, $^{28}\text{Si} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{236}\text{Cm}$. Экспериментальная информация о $\bar{n}_{\text{pre}}^{\text{exp}}(E^*)$ в реакциях с легкими заряженными частицами включает набор данных в узком диапазоне энергий $E^* = 20\text{--}40$ МэВ. Здесь велики погрешности измерений для реакций (a, xnf) . К сожалению, совсем нет данных о $\bar{n}_{\text{pre}}^{\text{exp}}(E^*)$ для реакций под действием нейтронов. Экспериментальная методика, позволяющая получить такие данные, была реализована лишь в единственной работе [5]. Все это затрудняет тестирование диффузионной модели на основе совместного анализа сечения деления и множественности предделительных нейтронов. Тем не менее, в первом приближении можно утверждать, что сплошная кривая $\bar{n}_{\text{pre}}(E^*)$ на рис. 2.22, соответствующая шансовому разложению в рамках диффузионной модели, проходит ближе к экспериментальным точкам (a, xnf) -реакций в окрестности $E^* = 40$ МэВ, чем штриховая кривая, соответствующая традиционному статистическому описанию. На основе данных по (p, xnf) -реакциям, кроме трех граничных точек, лежащих на штриховой кривой в окрестности $E^* = 30$ МэВ, трудно сделать выбор между двумя описаниями $\bar{n}_{\text{pre}}(E^*)$

В работе [183] отмечена особенность, которая проявляется при согласовании высокоэнергетических данных $(\bar{n}_t, \bar{n}_{\text{post}}, \bar{n}_{\text{pre}})$, измеренных в (HI, xnf) -реакциях и низкоэнергетических данных из реакций с нейтронами (\bar{n}_t) и легкими заряженными частицами $(\bar{n}_t, \bar{n}_{\text{post}}, \bar{n}_{\text{pre}})$. На примере \bar{n}_{pre} на рис. 2.22 эта особенность состоит в том, что эмпирическая систематика, основанная на анализе экспериментальных данных с тяжелыми ионами, в области энергий $E^* \leq 40$ МэВ дает множественность предделительных нейтронов ниже, чем значения $\bar{n}_{\text{pre}}^{\text{exp}}$, измеренные в реакциях (p, xnf) , (a, xnf) и \bar{n}_{pre} , полученные на основе теоретического описания сечения деления с разложением его на отдельные шансы для $^{238}\text{U}(n, xnf)$ -реакции. Авторы [183] отмечали, что это нельзя объяснить разным вкладом неравновесной эмиссии нейтронов в

разнородных реакциях. Частично эффект можно связать с энергией вращения E_{rot} , на которую, согласно [182], надо уменьшить энергию возбуждения для значений $\bar{n}_{\text{pre}}^{\text{exp}}$, относящиеся к (HI, xnf) – реакциям. Эта энергия, которой для легких частиц можно пренебречь, реализуется в делении через g –излучение. Очевидно, что существующего экспериментального материала в области тяжелых ядер-актинидов явно недостаточно как для “стыковки” результатов измерения в реакциях с тяжелыми ионами и легкими частицами, так и для тестирования теоретических моделей.

В связи с большой ролью функционала плотности уровней, которую он играет при описании сечений деления и их шансовой структуры, значительный интерес представляло провести дополнительное тестирование моделей плотности уровней с использованием разнообразной экспериментальной информации. Этому вопросу посвящена третья глава диссертации.

ТЕСТИРОВАНИЕ МОДЕЛЕЙ ПЛОТНОСТИ УРОВНЕЙ ЯДЕР

§3.1. Систематики плотности уровней. Анализ плотности нейтронных резонансов

И последовательные теоретические модели плотности уровней, и их феноменологические аналоги или систематики нуждаются в знании ряда параметров ядер. Если в первом случае их берут из независимых источников информации, то во втором, по крайней мере, часть параметров находят из наблюдаемой плотности уровней. Систематики обычно подгоняются: под экспериментальные данные о среднем расстоянии между нейтронными резонансами, объединяющие обширный круг ядер $A \cong 25-250$, близких к долине b - стабильности. Описание наблюдаемой плотности уровней хотя бы в одной точке – в данном случае при $U = B_n$ – преимущество, которое дает систематикам право на существование наряду с теоретическим описанием и которое тем весомее, чем больше соответствие между ними.

Важнейшая характеристика в обсуждаемых систематиках – параметр плотности уровней a , которым определяется энтропия ядра $S(U)$, а с ней плотность возбужденных состояний (2.36). Наибольшее значение в конкретных расчетах имеет плотность уровней внутренних возбуждений с заданным угловым моментом (2.34). Сверхтекучая модель (СМ) ядра в микроскопическом подходе определяется соотношениями (2.37), а ее феноменологический вариант соотношениями приближения непрерывного спектра в табл. 2.1.

В систематике обобщенной сверхтекучей модели (ОСМ) [88] с феноменологическим учетом коллективных эффектов согласно (2.42) –(2.44) оболочечные эффекты в $r_{\text{вн}}(U, J)$ (2.34), как и в систематике модели ферми газа (МФГ) [145], учитываются энергетической зависимостью параметра плотности уровней (2.40).

В общем случае зависимость асимптотического параметра плотности уровней \tilde{a} в (2.40) от массового числа A может быть представлена в виде [184–186]

$$\tilde{a}(A) = a_V A + a_S A^{2/3} B_S + a_K A^{1/3} B_K, \quad (3.1)$$

где первое слагаемое является объемным членом $\tilde{a}_V \sim A$, второе – поверхностным $\tilde{a}_S \sim A^{2/3}$, третье – $\tilde{a}_K \sim A^{1/3}$ связано с кривизной формы ядра, B_S и B_K – площадь поверхности и усредненная по ней кривизна в единицах тех же величин для равновеликой сферы. Для основного состояния капельной модели (сферы) $B_S = B_K = 1$, для седловых точек – это функции параметра u , табулированные в [187]. В [185] отмечалось, что для многих целей можно упростить (3.1), исключив в нем третий член, но несколько увеличив a_S . Во многих работах широко используется такое “усеченное” представление [6, 88, 188]

$$\tilde{a}(A) = a_V A + a_S B_S A^{2/3}. \quad (3.2)$$

В необходимых случаях эффект кривизны можно рассматривать как поправку. Безразмерная функция $B_S(e) \approx 1 + \frac{8}{45} e^2$ зависит от деформации ядра e и в области равновесных деформаций $e = 0.25–0.3$ близкая к единице. Для объемной части (a_V) известна квазиклассическая оценка

$$a_V = (p/3)^{4/3} 2m_0 r_0^2 / \hbar^2 \cong 0.073 \text{ МэВ}^{-1} \quad (m_0 – \text{масса нуклона}, r_0 = 1,2 \text{ Фм}). \quad (3.3)$$

Расчеты a_i проводились разными способами, с разными параметрами, в одних определялись только два первых (основных) коэффициента [6, 188], в других – все три [184–186]. Результаты представлены в табл. 3.1 вместе с оценками $\tilde{a}_f / \tilde{a}_n$ для ядер вблизи долины b -стабильности с $A = 150, 200, 250$.

Существует ряд систематик $r(U, J)$, “привязанных” к наблюдаемой плотности нейтронных резонансов (ПНР), но игнорирующих U -зависимость параметра a . Они пригодны лишь в ограниченной окрестности $U \cong B_n$, и мы если и будем их касаться, то вскользь. Остановимся на систематиках модели

ферми газа (МФГ) и обобщенной сверхтекучей модели (ОСМ).

Таблица 3.1

Теоретические оценки коэффициентов a_V , a_S , a_K (МэВ⁻¹) и параметров \tilde{a}/A (МэВ⁻¹) и \tilde{a}_f/\tilde{a}_n

a_V	a_S	a_K	A = 150		A = 200		A = 250		Лите- ратура
			\tilde{a}/A	\tilde{a}_f/\tilde{a}_n	\tilde{a}/A	\tilde{a}_f/\tilde{a}_n	\tilde{a}/A	\tilde{a}_f/\tilde{a}_n	
0.073	0.095	–	0.091	1.05	0.089	1.04	0.088	1.01	[188]
0.069	0.179	0.164	0.109	1.11	0.105	1.09	0.102	1.02	[184]
0.0685	0.213	0.384	0.122	1.115	0.116	1.13	0.112	1.02	[185]
0.052	0.22	0.67	0.117	1.2	0.109	1.15	0.104	1.03	[186]

Примечание. В [188] расчеты выполнены для различных одночастичных потенциалов, здесь приведены результаты для потенциала Вудса – Саксона. Расчеты [184–186] являются различными квазиклассическими оценками. В усеченном варианте ($a_K = 0$) [185] принимается значение $a_S = 0.274$ МэВ⁻¹, ведущее примерно к тем же значениям \tilde{a}/A и \tilde{a}_f/\tilde{a}_n , что и в предпоследней строке таблицы.

Различия МФГ и сверхтекучей модели (СМ) определяются в основном соотношениями для энтропии и уравнениями состояния (см. табл. 2.1 и (2.38), (2.39)). Остановимся подробнее на параметрах соответствующих функционалов, часть которых задается, а часть находится из подгонки под наблюдаемую плотность нейтронных резонансов (ПНР). В частности, в обеих моделях оболочечные поправки в (2.40) рассчитываются согласно [29, 30] с учетом реальной квадрупольной деформации ядер e , т. е.

$$dW(Z, A, e) = M_{\text{эксп}}(Z, A) - \tilde{M}(Z, A, e), \quad (3.4)$$

где $\tilde{M}(Z, A, e)$ – жидкокапельная часть в формуле масс ядер для соответствующего значения e . Одинаково задаются, также по [29, 30], значения параметра Δ_0 , определяющего четно-нечетные различия масс ядер, а в МФГ – поправку на спаривание и в СМ – корреляционную функцию основного состояния, а именно

$$\Delta_0 = 12/\sqrt{A} \text{ МэВ} . \quad (3.5)$$

Сверхтекучая модель (СМ) формулируется для четно-четных ядер, а четно-нечетные различия в плотности уровней учитываются сдвигом основного состояния на энергию кратную величине Δ_0 :

$$r_{\text{чч}}(U, J) = r_{\text{нч}}(U - \Delta_0, J) = r_{\text{нн}}(U - 2\Delta_0, J). \quad (3.6)$$

Величина корреляционной функции $\Delta(t)$ убывает от Δ_0 при $t=0$ до нуля при $t=t_c$ (при $t > t_c$ она также равна нулю), и ею определяются все отличия термодинамических характеристик СМ от МФГ при $t < t_c$. Через Δ_0 выражаются их критические значения, в частности (для четно-четных ядер),

$$t_c = 0.567\Delta_0, \quad U_c^{\text{чч}} = 0.472a_c\Delta_0^2, \quad E_0^{\text{чч}} = 0.152a_c\Delta_0^2. \quad (3.7)$$

Соотношения (3.6) равносильны следующим четно-нечетным различиям в U_c и E_0 :

$$U_c = U_c^{\text{чч}} - n\Delta_0, \quad E_0 = E_0^{\text{чч}} - n\Delta_0, \quad (3.8)$$

где $n=0, 1, 2$ соответственно для четно-четных, A - нечетных, нечетно-нечетных ядер.

В МФГ исходные соотношения модели $d=0$, включая уравнение состояния (2.39), связываются, напротив, с нечетно-нечетными ядрами. Поэтому сдвиг энергии выбранного основного состояния и соответственно U' при учете четно-нечетных различий проводится в другую по сравнению с СМ сторону, а именно

$$d = m\Delta_0 = (2 - n)\Delta_0, \quad (3.9)$$

где n принимает те же значения, что в (3.8). Из (3.8) и (3.9) следует, что определения d в двух моделях можно объединить как

$$d = \begin{cases} 2\Delta_0 - n\Delta_0 & \text{для МФГ,} \\ E_0^{\text{чч}} - n\Delta_0 & \text{для СМ.} \end{cases} \quad (3.10)$$

Кроме обсуждаемого варианта МФГ, который будем называть стандартным, часто используется МФГ с так называемым “обратным смещением” энергии, т. е. как в СМ [185, 189].

При анализе с экспериментальных данных по плотности нейтронных резонансов, спектрам нейтронов и др. в рамках модели ОСМ J -зависимость плотности уровней удобно представить как

$$r(U, J) = (2J + 1) \exp\left[\frac{J(J+1)}{2S_1^2}\right] r(U, 0). \quad (3.11)$$

Плотность уровней для нулевого углового момента $r(U, 0)$, используя соотношения (2.34), (2.42), (2.43а), (2.43б) и табл. 2.1, легко получить в виде

$$r(U, 0) = \frac{C^{1/2-n}}{24\sqrt{2}} \left\{ \frac{a_c}{(a_c t_c)^{n+2}} \frac{\exp[2(a_c t_c^2 / U_c)(U/t)]}{(U/U_c)^n (2 - U/U_c)^{3/2}} d_U + \frac{\exp[2\sqrt{a(U - E_0)}]}{a^{n/2} (U - E_0)^{n/2+1}} (1 - d_U) \right\} K_{\text{виб}}(U), \quad d_U = \begin{cases} 1 & U < U_c, \\ 1/2 & U = U_c, \\ 0 & U > U_c, \end{cases} \quad (3.12)$$

где с помощью фактора d_U объединены в одно соотношения сверхтекучей модели ниже и выше критической точки (при $U = U_c$ слагаемые в фигурных скобках равны) [144].

Показатель степени n в предэкспоненциальных множителях в (3.12) равен 1 для деформированных (аксиально- и зеркально-симметричных) и 2 для сферических ядер. Все величины в (3.12) определяются критическими параметрами a_c , t_c и энергией возбуждения U , причем $2a_c t_c^2 / U_c = 1.358$, а a_c находится из уравнения

$$a_c = \tilde{a} \{1 + (dW / a_c t_c^2) [1 - \exp(-I a_c t_c^2)]\} \quad (3.13)$$

Напротив, коэффициент C , определенный в табл. 2.1, от U , a_c и t_c не зависит.

Описанный выше вариант феноменологической модели ОСМ $r(U, J)$, полностью соответствует работе [88]. Полученные в ней параметры a_v , a_s , I , отвечают компиляции данных ПНР 1970 г. [190]. Здесь будет использоваться заметно отличающаяся от нее позднейшая выборка аналогичных данных из работы [121] (и лишь те из них, которые имеют точность лучше 50%). Одно это обстоятельство может повлиять на исследуемую зависимость $\tilde{a}(A)$, не

говоря уже о включении в анализ ядер с $A < 150$ и об изменении характеристик, входящих в описание $r(U, J)$.

Применимость предложенной в работе [88] систематики $a(U, Z, A)$, которую обозначим $ОСМ^1$, была ограничена ядрами $A > 150$. Будем называть вариант, использующий изложенные выше предположения, наиболее близкие к систематике [88], $ОСМ^2$ [191]. Для более надежного определения параметров (3.2) существенно расширение данной области. В [191] также включили в анализ магические и околomagические по числу нейтронов $N_0 = 28, 50, 82$ и 126 , которые удовлетворяют условию $|N - N_0| \leq 1$, а также $Z_0 = 82$, т.е. все изотопы свинца. В области лантанидов и актинидов рассматривались ядра с деформацией $e \geq 0.25$ в соответствии с [29, 30]. Согласно (2.43) в первом случае принималось $K_{рот} = 1$, во втором $K_{рот} = S_{\perp}^2$.

Для большинства ядер наблюдаемые резонансы соответствуют нейтронам с нулевым орбитальным угловым моментом, так называемым s -нейтронам. При захвате s -нейтрона возбуждаются состояния с одним спиновым состоянием $J = 1/2$ в случае четно-четных ядер-мишеней и двумя $J = I_0 \pm 1/2$ в других случаях (I_0 – спин ядра-мишени).

Асимптотический параметр плотности уровней определяется из анализа экспериментальных данных о наблюдаемом среднем расстоянии между нейтронными резонансами D_0 , связанном с плотностью уровней составного ядра соотношением

$$D_0^{-1} = \begin{cases} \frac{1}{2} [r(B_n, J = I_0 - 1/2) + r(B_n, J = I_0 + 1/2)] & \text{для } I_0 \neq 0, \\ \frac{1}{2} r(B_n, J = 1/2) & \text{для } I_0 = 0, \end{cases} \quad (3.14)$$

где $r(B_n, J)$ определяется (3.11).

Значения \tilde{a}/A для указанной выборки ядер приведены на рис. 3.1. Они близки по величине ($\sim 0,1$ МэВ⁻¹) и в целом, если учесть погрешности ПНР, удовлетворительно выстраиваются в слегка возрастающую с уменьшением A зависимость. Исключение составляет окрестность $N_0 = 82$, в которой из этой

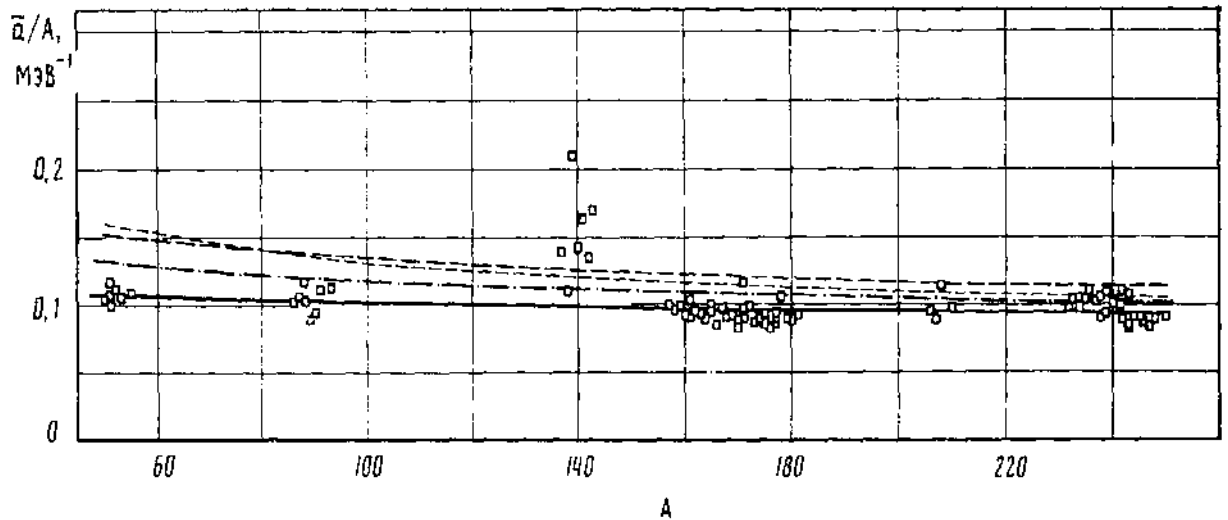


Рис. 3.1. Зависимость асимптотического параметра плотности уровней \bar{a}/A от массового числа A . Точками показаны значения, полученные из данных о ПНР [121]. Сплошная кривая – OSM^2 [191] (табл. 3.2); длинные штрихи – расчет с параметрами из [186], короткие штрихи – [185], штрихпунктир – [184]. Зависимость с параметрами из [188] (табл. 3.1) в данном масштабе практически совпадает со сплошной кривой

зависимости выпадает большинство ядер, причем в среднем тем сильнее, чем выше Z , – от ^{56}Ba к ^{60}Nd . В обсуждаемой области Z происходит переход от сферических ядер к деформированным.

При восстановлении значений \tilde{a} из ПНР мы не фиксировали I согласно [88], а искали одновременно с параметрами a_V и a_S . Поиск производился в двух предположениях об A – зависимости параметра I : $I = \text{const}$ и согласно [146, 192]

$$I = gA^{-1/3} \quad (3.15)$$

В табл. 3.2 представлены результаты и их сравнение с параметрами из систематики для $A > 150$ [88], в которой предполагалась независимость I от A .

Таблица 3.2

Результаты анализа ПНР: a_V , a_S , I , \tilde{a}/A (МэВ $^{-1}$)

Модель	a_V ,	a_S ,	I ,	\tilde{a}/A , ($A=120$)	Область A для использованных ПНР
МФГ [188]	0.114	0.162	0.054	0.147	$A \geq 25$
ОСМ 1 [88]	0.068	0.140	0.064	0.096	$150 < A < 190$, $A > 230$,
ОСМ 2 [191]	0.073	0.115	0.064	0.096	окрестность ^{208}Pb
	0.073	0.128	0.070	0.099	То же + ядра с
	0.071	0.146	$I = gA^{-1/3}$ $g = 0.416$	0.10	$N = N_0 \pm 1$, $N_0 = 28, 50,$ 82

Примечание. Из [88] взяты два варианта: верхний – все искомые параметры были свободными, нижний – фиксировались $\lambda = 0.064$ МэВ $^{-1}$ и согласно [188] $a_V = 0.073$ МэВ $^{-1}$ (см. табл. 3.1).

В этом случае значения a_V и a_S в обоих анализах очень близки, но это не просто повторение результата [88]. Дело в том, что данные о ПНР [190] и [121], использовавшиеся соответственно в [88] и [191], заметно различаются, особенно в области актинидов. Если бы мы повторили анализ только для $A > 150$, то получили $a_S \approx 0$, т. е. $\tilde{a}/A \approx \text{const}$, в чем нетрудно убедиться

из рис. 3.1.

Разница в качестве описания ПНР в двух предположениях о I - зависимости незначительна. Значения $I = 0.070 \text{ МэВ}^{-1}$ и $g \cong 0.416 \text{ МэВ}^{-1}$ из табл. 3.2 согласно (3.15) соответствуют $A \approx 210$, т. е. середине основной массы точек на рис. 3.1. Сплошной кривой на рис. 3.1 показана зависимость (3.2) для $I = 0.070 \text{ МэВ}^{-1}$ [191], игнорирующая в (3.1) последнее слагаемое.

Изучим вопрос о чувствительности параметров (3.2) к изменению исходных предпосылок ОСМ. С этой целью было модифицировано описание практически всех характеристик ОСМ, в которое авторы работы [191] могли внести уточнения в сравнении с [88]. На рис. 3.2 приведены величины Δ_0 и $K_{\text{виб}}$, изменения которых оказали наибольшее влияние на искомые параметры.

Для оценки роли отступлений Δ_0 для конкретных ядер от глобальной зависимости (3.5) мы обратились к результатам микроскопических расчетов [154], содержащим информацию о корреляционных функциях обеих компонент нуклонного состава ядер – протонной Δ_{0Z} , и нейтронной Δ_{0N} . Чтобы использовать их в однокомпонентных расчетах, были получены соответствующие такому приближению эффективные значения (2.46)

Из рис. 3.2, *а* видно, что для большинства рассматриваемых нами ядер точки, полученные согласно [154] и (2.46), лежат ниже кривой (3.5), причем относительная разница между соответствующими значениями Δ_0 в среднем увеличивается с уменьшением A . Этот эффект в сравнении с исходным вариантом приводит к падению a_s в 1.7 раза, но практически не затрагивает a_v и лишь слегка – I и g (уменьшает на 10–15%).

На рис. 3.2, *б* показана разница коэффициентов $K_{\text{виб}}$ для сферических ядер, рассчитанных согласно адиабатической жидкокапельной оценке (2.44) и в соответствии с более последовательным описанием [193]. В последнем случае используется достаточно общее термодинамическое соотношение

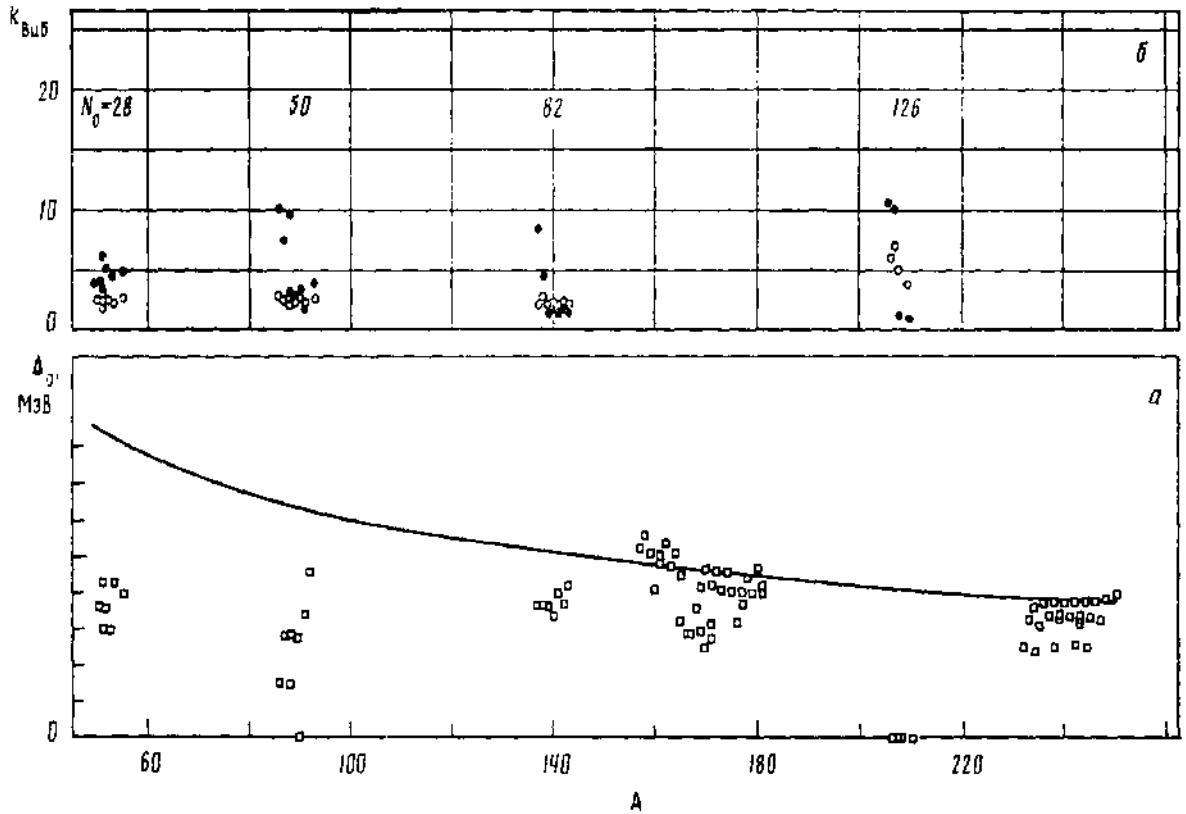


Рис. 3.2. А – зависимости корреляционной функции основного состояния ядер Δ_0 (а) и вибрационного коэффициента увеличения плотности уровней $K_{\text{виб}}$ (б), а) точками обозначены Δ_0 , вычисленные согласно (2.46) с использованием результатов [154], кривая – зависимость (3.5); б) значения $K_{\text{виб}}$ для сферических ядер, рассчитанные по формуле (3.16) согласно [193] (●), жидкокапельная оценка (2.44) (○)

$$K_{\text{виб}} = \prod_{n,i} \left[\frac{1 - \exp(-w_{i,n}^0 / t)}{1 - \exp(-w_{i,n} / t)} \right]^{2n+1}, \quad (3.16)$$

где $w_{i,n}$ – энергия i -го вибрационного возбуждения мультипольности n , в качестве которых рассматриваются нижайшие состояния $2^+(n=2)$ и $3^-(n=3)$, $w_{i,n}^0$ – сопряженная энергия квазичастичных возбуждений. Уточнения $K_{\text{виб}}$, как и Δ_0 , уменьшают a_s , практически до нуля, но мало влияют на a_v , I и g . Замена оболочечных поправок $dW(Z,A)$ [29, 30] на оболочечные поправки капельковой модели [33] не привела к заметным изменениям в параметрах ОСМ, включая a_s .

Одной из наиболее важных характеристик статистического описания процессов деления и эмиссии нейтронов при распаде возбужденных составных ядер является отношение параметров плотности уровней a_f/a_n . В этом отношении числитель характеризует плотность переходных состояний на барьере (в седловой точке), а знаменатель – плотность уровней остаточных ядер после эмиссии нейтрона. На роль обсуждаемого фактора, увеличивающуюся с ростом энергии возбуждения, по-видимому, впервые обратил внимание Пик-Пичак [194].

Анализ многочисленных экспериментальных данных, главным образом о вероятности деления ядер, обнаружил следующие свойства обсуждаемого отношения: а) a_f/a_n зависит от энергии возбуждения U и нуклонного состава ядра, причем, как правило, $a_f/a_n > 1$ и является падающей функцией U [6, 145, 194–198]; б) энергетическая зависимость $a_f(U)/a_n(U)$ определяется вкладом оболочек в энергию деформации для соответствующих состояний ядер [6, 73, 145, 188, 197, 198]; в) в ходе перестройки оболочек с увеличением энергии $a_f(U)/a_n(U)$ не падает до единицы, а стремится к асимптотическому пределу \tilde{a}_f/\tilde{a}_n [32, 188, 198]; г) отступления \tilde{a}_f/\tilde{a}_n от единицы невелики, т. е., $0 < \tilde{a}_f/\tilde{a}_n - 1 \ll 1$ [32, 184, 188, 194, 198–200].

Разница \tilde{a}_f и \tilde{a}_n – макроскопический эффект, получающий описание в рамках капельной модели. Его происхождение теория связывает с влиянием на плотность уровней поверхности и формы ядра [6, 184, 185, 188], которые в делительном и нейтронном каналах сильно различаются. Эффект небольшой, но его роль при описании вероятности деления значительна: изменение \tilde{a}_f/\tilde{a}_n на несколько процентов изменяет отношение средней делительной и нейтронной ширин при энергии несколько десятков МэВ на порядок [194]. Отсюда следуют высокие требования к знанию обсуждаемой характеристики.

Ни теоретические расчеты [6, 184–186, 188], результаты которых имеют разброс $\sim 15\%$, ни анализ экспериментальных данных, результаты которых варьируются примерно в тех же пределах, не удовлетворяют указанным требованиям. Одна из главных трудностей анализа, определяющих такое состояние, – значительный произвол в описании плотности уровней возбужденных ядер, применяемом в работах разных авторов. Указанные недостатки, в свою очередь, неблагоприятно сказываются на других следствиях анализа экспериментов, например, на неопределенности информации о барьерах [32, 53, 199], о вязкости в процессе деления [52] и др.

Анализ ПНР в рамках ОСМ [191] не только не обнаруживает статистически значимого эффекта, который можно было бы связать с третьим слагаемым ($\sim A^{1/3}$) в (3.1), но и свидетельствует о малости отступлений от $\tilde{a} = const \cdot A$ вообще, включая эффект поверхности (слагаемое $\sim A^{2/3}$). Поэтому из анализа ПНР можно указать лишь пределы разумных значений параметра a_S и соответствующих им отношений \tilde{a}_f/\tilde{a}_n .

Оценку \tilde{a}_f/\tilde{a}_n , отвечающую ОСМ² [191], можно рассматривать как верхнюю, а $\tilde{a}_f/\tilde{a}_n=1$ ($a_S=a_K=0$) – как нижнюю. На рис. 3.3, где показаны A -зависимости \tilde{a}_f/\tilde{a}_n , рассчитанные согласно (3.1) с различными параметрами из табл. 3.1 и 3.2, соответствующая область заштрихована.

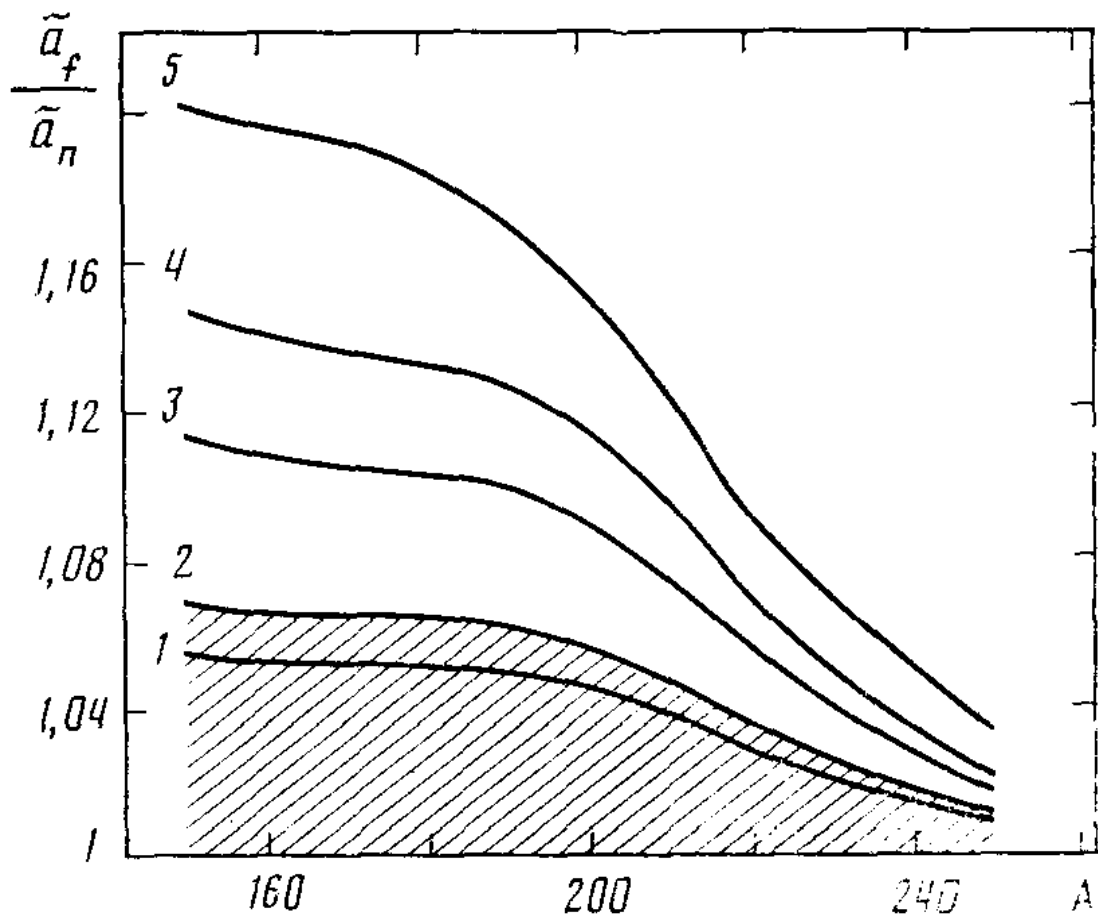


Рис. 3.3. Зависимость отношения $\tilde{a}_f / \tilde{a}_n$ от массового числа A . Кривая 1 - результаты расчета $\tilde{a}_f / \tilde{a}_n$ с параметрами из [188], 2 - то же для ОСМ² [191], 3 - для [184], 4 - для [185], 5 - для [186]. Заштрихована область, соответствующая принятым пределам вариации параметра a_s в (3.2)

В нее попадает лишь кривая I для параметров, полученных с реалистическим потенциалом Вудса – Саксона [188]. Квазиклассические оценки [184–186] (кривые 3–5) не соответствуют описанию ПНР в рамках ОСМ, о чем непосредственно свидетельствует рис. 3.1.

Замечательной особенностью данных в табл. 3.1 и 3.2 является близость всех значений a_V , как теоретических, так и “экспериментальных”, исключая, пожалуй, вариант из [186] (табл. 3.1). Согласие с теоретическими оценками a_V может служить тестом для моделей плотности уровней: ему превосходно удовлетворяет ОСМ в противоположность модели ферми-газа, параметры которой, также полученные подгонкой под ПНР, даны в первой строке табл. 3.2.

Относительно параметров I и g (2.40), (3.15) необходимо отметить следующее. Параметризация (2.40) с постоянным, не зависящим от A значением I была введена в [201] полуэмпирически – на основе анализа результатов микроскопических расчетов энтропии ядер в районе Рb. Позднее в работах [146, 192] было дано более последовательное обоснование (2.40) и I согласно (3.15) – этот результат был получен аналитически с оценкой $g = 0.35–0.4 \text{ МэВ}^{-1}$, практически совпадающей с результатами анализа ПНР.

Теоретические (“микроскопические”) расчеты, в которых последовательно рассматривалось влияние оболочечной неоднородности одночастичного спектра на плотность уровней обеих компонент (Z и N), проводились во многих работах (см. [87]). Непосредственным объектом микроскопических расчетов является одночастичный спектр для заданного набора параметров деформации a , зная который, можно найти энергию деформации ядра $V(a)$ (по методу оболочечной поправки) (1), плотность состояний ядра $w(U, a)$, и параметр $s_{\parallel}^2(U, a)$. В феноменологической модели [88] оболочечные эффекты в $w(U, a) \sim \exp[S(U, a)]$ учитываются с помощью простой аппроксимации (2.40) результатов микроскопических расчетов для

зависимости $S(U, a)$ от $dW(a)$.

В работе [149], по-видимому, впервые показано, что результаты теоретических расчетов $r(U, J)$ для наиболее реалистического потенциала модели оболочек Вудса–Саксона можно согласовать с наблюдаемыми ПНР лишь учтя коллективное увеличение плотности уровней. Для сопоставления с систематиками ПНР в [142, 143] также провели аналогичные, но более подробные расчеты $r(U, J)$ в области $180 < A < 240$, содержащей ядра с наиболее ярко выраженными коллективными свойствами: сферические ядра в окрестности Pb и деформированные слева и справа от нее по A (W – Os и U). Авторы [142, 143] следовали [45, 202] в описании одночастичных спектров и [87] – в описании на их основе энергии деформации и плотности уровней. Результаты расчетов плотности уровней демонстрируются на рис. 3.4–3.6.

На рис. 3.4 представлены значения отношения экспериментальной (найденной из ПНР [121]) плотности уровней к плотности уровней внутренних возбуждений

$$R(B_n) = r_{\text{эксп}}(B_n, 0) / r_{\text{вн.сф}}(B_n, 0), \quad (3.17)$$

рассчитанной, как для сферического ядра, по микроскопической модели и согласно систематике ОСМ. Такое представление не использует каких-либо сведений о коллективном увеличении плотности уровней, а, напротив, дает информацию о нем, поскольку согласно (2.42) $R(B_n) \cong K_{\text{кол}}(B_n)$. Например, хорошо видно, что отношение $R(B_n)$ с переходом от сферических ядер к деформированным сильно возрастает – в разумном соответствии с изменением $K_{\text{рот}}$ согласно (2.43а), (2.43б), причем при микроскопическом описании сильнее и резче. Но пока не ясно как включить в рамки (2.42) коллективные свойства ядер переходной области. На рис. 3.5 результаты теоретических расчетов [55] (сплошные кривые) представлены в виде проинтегрированной по J плотности внутренних возбуждений (2.45). Они сравниваются с плотностью низколежащих уровней (гистограммы), построенной по спектроскопическим

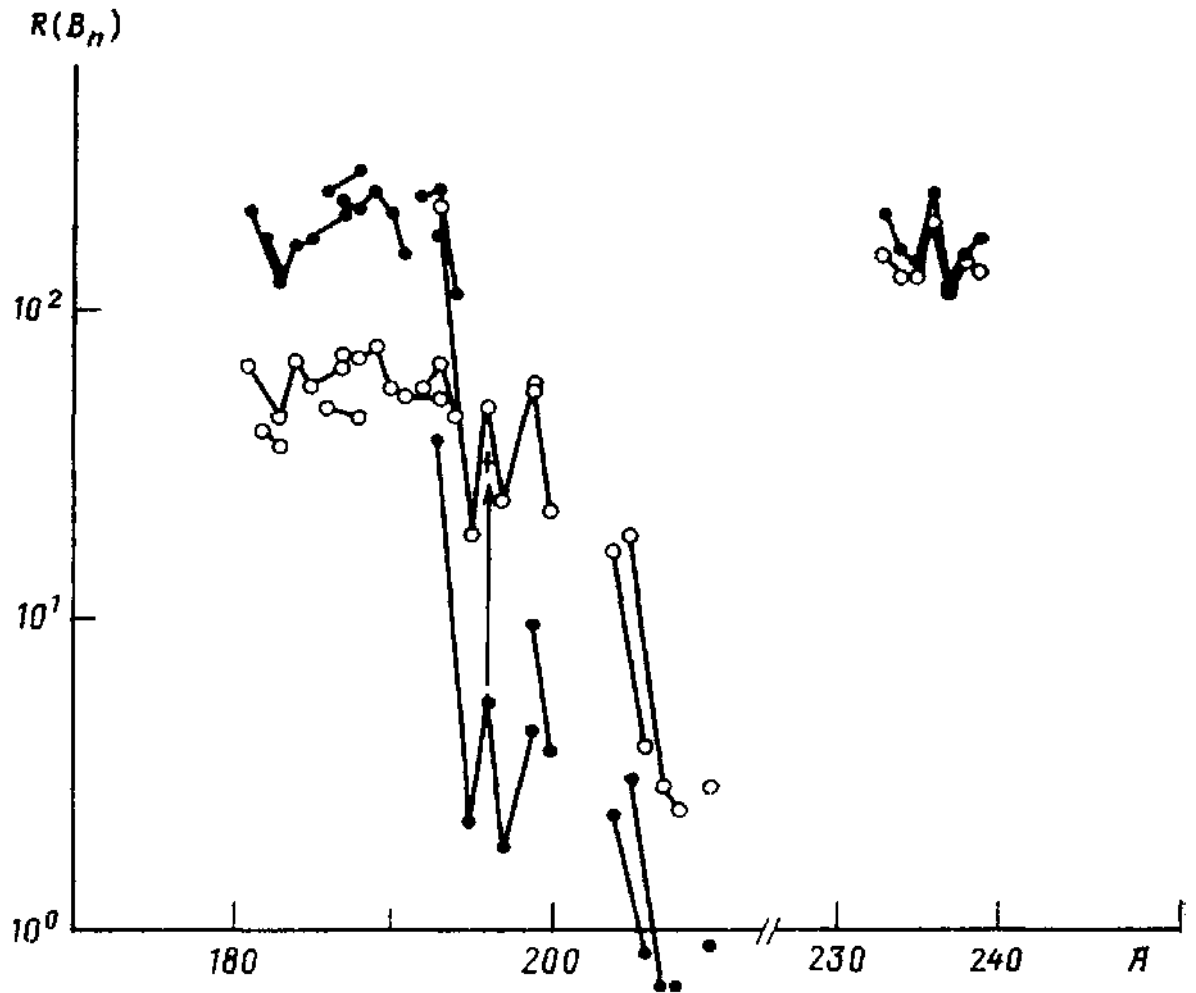


Рис. 3.4. Отношение экспериментальной [121] и расчетной плотности уровней $R(B_n)$ как функция массового числа ядер A . • – микроскопический расчет, ○ – расчет по систематике ОСМ [191]

Таблица 3.3

Величины s^3 , s_1^2 , $K_{\text{рот}}$ и $r_{\text{полн}}(U)$ для сферических и деформированных ядер

Тип ядер	s^3	s_1^2	$K_{\text{рот}}$	$r_{\text{полн}}(U)$
Сферические ядра	s_{\parallel}^3	s_{\parallel}^2	1	$2s_{\parallel}^2 r(U,0) = w(U)/(\sqrt{2p} s_{\parallel})$
Аксиально- и зеркально-симметричные деформированные ядра	$s_{\perp}^2 s_{\parallel}$	s_{\perp}^2	s_{\perp}^2	$2s_{\perp}^2 r(U,0) = s_{\perp}^2 w(U)/(\sqrt{2p} s_{\parallel})$

данным [203] – без отбора по спину и четности, и со значением $r_{\text{полн}}^{\text{экс}}(B_n)$, найденным из ПНР [121]. Все величины на рис. 3.5 получены по формулам табл. 3.3 как для сферических ядер.

На рис. 3.6 для характерных ядер каждой группы показаны энергии деформации $V(e)$ в районе абсолютного минимума $e = e_{\text{мин}}$ соответствующего равновесному состоянию. В отличие от e , параметра конкретной деформации, использовавшаяся в (1) величина a обозначает обобщенную деформацию, связанную с удлинением ядра в процессе деления, например набор деформаций, включающий e . Функция $V(e)$ осциллирует и имеет не один минимум. В связи с обсуждением $r(U, J)$ при $U \leq B_n$ здесь нас будут интересовать нижайшие (как при $e > 0$, так и при $e < 0$). Роль более высоко расположенных так называемых “вторых” минимумов $V(e)$ (при $e > 0$) обсуждается в [55, 142].

Ядра Pb строго ($e_{\text{мин}} = 0$) соответствуют принятому выше предположению при вычислении зависимостей $r_{\text{полн}}(U)$ на рис. 3.5. У ядер Hg по мере уменьшения N и увеличения недостатка числа нейтронов $\Delta N = N - N_0$ до замкнутой оболочки $N_0 = 126$ образуется минимум, соответствующий сплюснутой форме с $e \cong -0.15$. Видно также, что чем легче изотоп, тем существеннее превышение $r_{\text{полн}}^{\text{экс}}(B_n)$ над расчетной кривой. Эта тенденция еще отчетливее в случае изотопов Pt, энергия деформации которых, утрачивая локальный минимум при $e \cong 0$, приобретает две устойчивые деформированные формы – сплюснутую с $e \cong -0.15$ и вытянутую $e \cong 0.1$. С уменьшением числа нейтронов наиболее

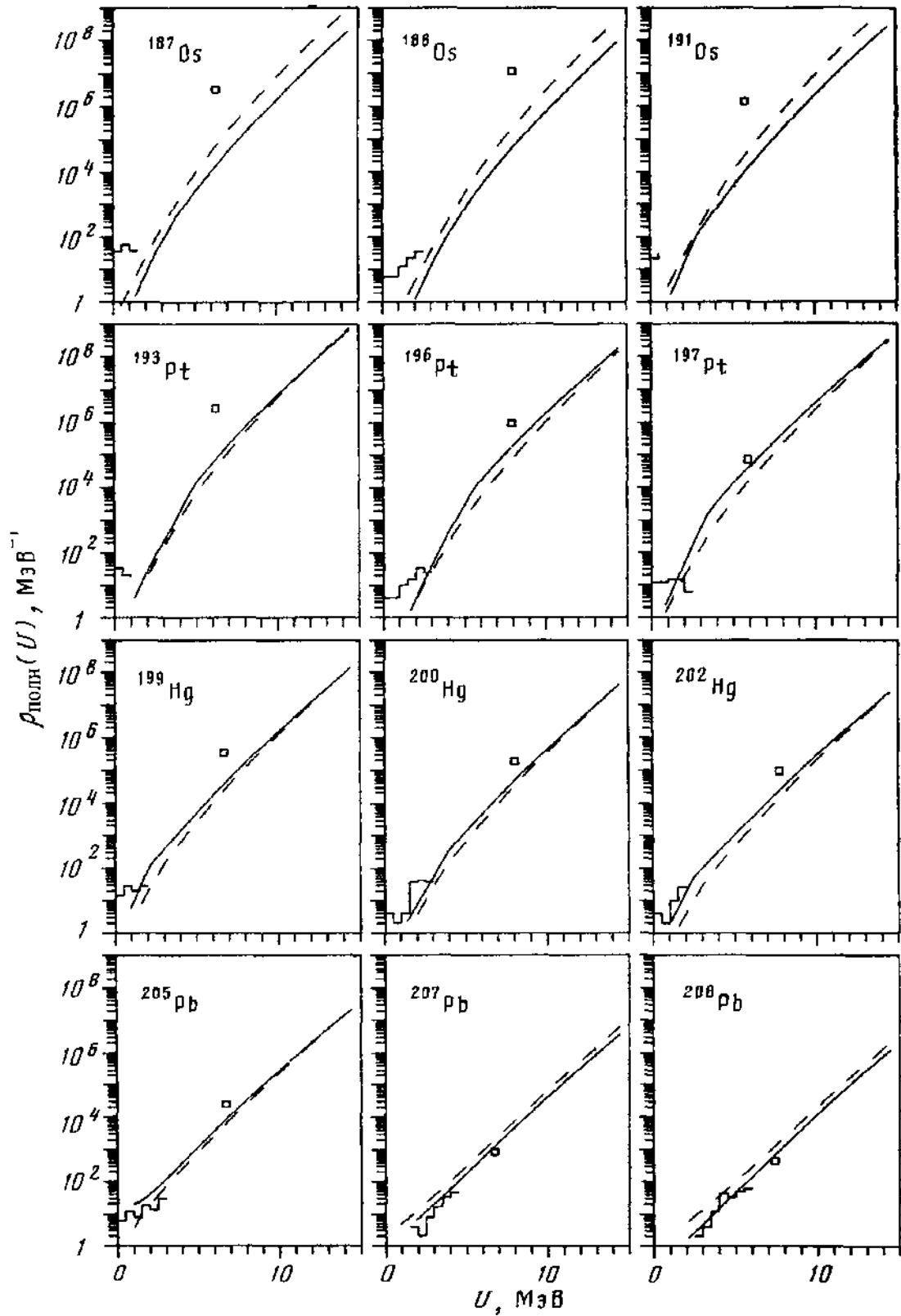


Рис. 3.5. Полная (проинтегрированная по J) плотность внутренних возбуждений $r_{\text{полн}}(U)$ для ядер $^{187}\text{Os} - ^{208}\text{Pb}$: сплошные кривые – теоретический расчет, штриховые - систематика [88], \square – [121], гистограмма – [203] (см. текст)

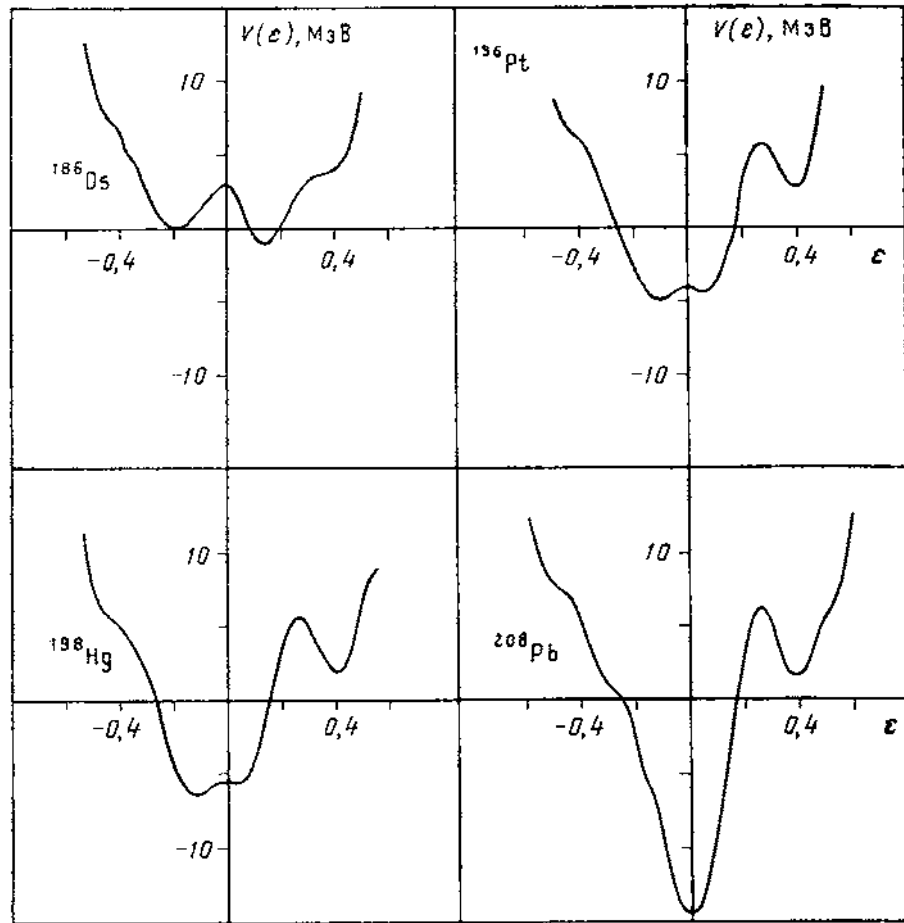


Рис. 3.6. Энергия деформации $V(\epsilon)$ выборочных ядер Os – Pb

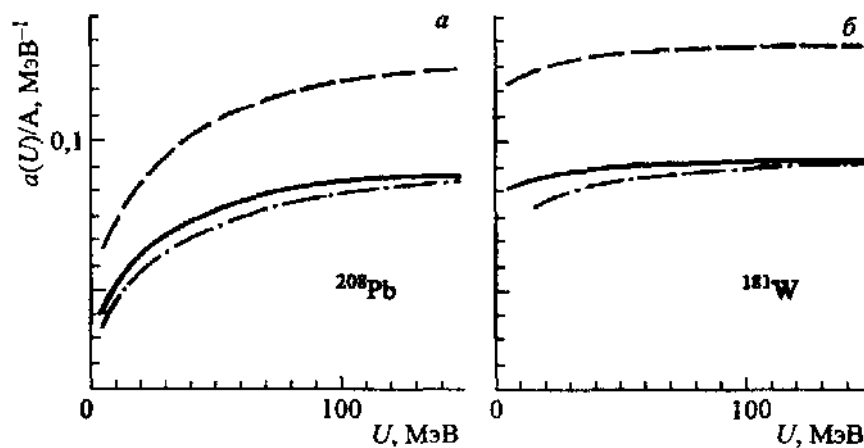


Рис. 3.7. Зависимости параметра плотности уровней a/A в МэВ^{-1} от энергии возбуждения U . Кривые: штрихпунктирная – микроскопический расчет, сплошная – систематика ОСМ [191], штриховая – систематика МФГ [145]

низким становится второй, характерный для деформированных ядер Os и легче, включая обширную группу лантанидов. Образование деформированных состояний сопровождается увеличением разницы между экспериментальными (как при малых U , так и при $U = B_n$) и расчетными величинами $r_{\text{полн}}(U)$, что естественно трактовать как рост вклада в наблюдаемую плотность уровней коллективных мод.

На рис. 3.7 для нескольких ядер, отличающихся величиной оболочечной поправки $dW(Z, A)$, показана энергетическая зависимость $a(U)/A$, полученная из теоретических расчетов $S(U)$ и согласно обеим систематикам при $U > U_c$. Результаты для $a_{\text{теор}}(U)$ и $a_{\text{ОСМ}}(U)$ близки по зависимости от U и по абсолютной величине. Значения $a_{\text{МФГ}}(U)$ расходятся с ними на 50% и более, что неприемлемо, если принять во внимание экспоненциальную зависимость (2.36).

§3.2. Анализ испарительных спектров нейтронов (p, n) – реакций

Основная особенность проблемы плотности уровней состоит в крайней ограниченности прямой экспериментальной информации: при энергии связи нейтрона $U = B_n$ (среднее расстояние между нейтронными резонансами) и вблизи основного состояния (спектроскопические данные о числе низколежащих уровней). Для тестирования систематик $r(U, J)$ требуются независимые экспериментальные данные, не связанные с ПНР. Такие сведения представляют интерес не только о параметре a (или \tilde{a}), но и о самом функционале $r(U, J)$, особенно при $U < U_c$, где ожидаются наибольшие различия в МФГ и ОСМ. Поэтому широко используют косвенную информацию, в которой наибольший интерес представляют экспериментальные данные об испарительных спектрах нейтронов, особенно испускаемых в зарядово-обменных реакциях.

В большинстве иных приложений статистической теории ядерных реакций

(расчетах средних ширин, сечений и др.) приходится иметь дело не с самой плотностью уровней, а с отношениями зависящих от нее функционалов, относящихся к составному ядру и разным каналам его распада. В таких величинах различие описания $r(U, J)$ в разных моделях проявляется менее отчетливо и может быть неоднозначно истолковано, чем и объясняется ненадежность связанной с ними косвенной информации. К числу благоприятных исключений относится обсуждаемый ниже пример из анализа делимости легких ядер-доактинидов.

Анализ в рамках статистической теории энергетического распределения нейтронов $N(E)$, испускаемых возбужденными ядрами, является одним из источников наиболее прямой информации о плотности ядерных уровней. С этой целью широко проводятся экспериментальные исследования таких распределений в реакциях с быстрыми нейтронами и заряженными частицами. Одна из основных трудностей анализа результатов эксперимента состоит в том, что наряду с интересующим здесь нас равновесным механизмом эмиссии нейтронов в наблюдаемый спектр (который зависит как от энергии налетающей частицы, так и от типа реакции) вносят вклад неравновесные процессы. Сравнение спектров нейтронов разных реакций показывает, например, что в зарядово-обменной реакции (p, n) неравновесные процессы проявляются слабее, чем в реакции неупругого рассеяния нейтронов. Более благоприятна в этом смысле реакция (p, n) , протекающая при низких энергиях бомбардирующих протонов. Спектры нейтронов этой реакции на большой совокупности ядер имеют вид, характерный для статистических процессов. В наших работах [144, 204, 205] был выполнен анализ испарительных спектров нейтронов из (p, n) -реакций в рамках феноменологического варианта ОСМ. При анализе использовалась экспериментальная информация о спектрах нейтронов из (p, n) -реакций в области энергий протонов $E_p = 6-10$ МэВ [206-212] и $E_p = 7-14$ МэВ [213]. Внимание в основном было сосредоточено на ядрах среднего атомного веса,

где, как отмечалось выше, в систематике ОСМ существует пробел. Систематику $a(U, Z, A)$ пока удалось распространить на ядра с хорошо изученными коллективными свойствами – $A > 150$ [88] и $A = 55-60$ [214]. В [144, 204, 205] рассмотрен ряд преимуществ ОСМ перед упрощенным ферми-газовым описанием, традиционно используемым в аналогичных задачах. Показано, что анализ нейтронных спектров перспективен для получения экспериментальной информации о корреляционной функции основного состояния Δ_0 и асимптотического параметра плотности уровней \tilde{a} ядер.

Конкретизируя изложенные представления ОСМ, учтем особенности исследуемого объекта – испарительной части спектра нейтронов (p, n) -реакции при энергиях протонов 6–10 МэВ. Для этого диапазона энергий можно использовать приближение малых угловых моментов в описании плотности уровней

$$r(U, J) \cong (2J + 1)r(U, 0) \quad (3.18)$$

и соответствующее ему приближение Вайскопфа для энергетического распределения нейтронов [87]

$$N(E) = \text{const} E s_c^*(E, U) r(E^* - B_n - E, 0), \quad (3.19)$$

где $s_c^*(E, U)$ – сечение обратной реакции, которое принимают равным сечению образования составного ядра $s_c(E, 0)$. Последняя величина вычисляется по оптической модели. Энергия возбуждения остаточного ядра U в $r(U, 0)$ выражена через энергию возбуждения составного ядра E^* , энергию связи B_n и кинетическую энергию E нейтрона из уравнения баланса

$$U_{\text{max}} = E^* - B_n = E + U = [A/(A + 1)]E_p + Q_{pn}, \quad (3.20)$$

В (3.20), кроме того, дана связь максимальной энергии возбуждения остаточного ядра U_{max} (при $E=0$) с энергией протона и энергией реакции Q_{pn} . Распределение $N(E) \sim r(U, 0)$ определено с точностью до константы. Естественен вопрос: какую информацию можно извлечь из анализа этой относительной характеристики в

рамках ОСМ? Исследуем с данной целью энергетическую зависимость $r(U,0)$, которую можно представить соотношением (3.12). Подчеркнем, что, поскольку оба слагаемых в (3.12) равны при $U = U_c (d_U = 1/2)$, скачка в плотности уровней в критической точке нет. Строго говоря, для реальных ядер его нет и у производных $dr(U,0)/dU$, т. е. понятие фазового перехода является приближенным [87], и речь может идти только о разном поведении $r(U,0)$ выше и ниже критической точки. Именно это свойство и используется в анализе [144, 204, 205].

Увеличение плотности уровней, обусловленное поверхностными колебаниями формы ядра, определяется величиной вибрационной статистической суммы

$$K_{\text{виб}} = \exp(dS - dU / t) \quad (3.21)$$

В работах [144, 204], использовалось две оценки этой суммы: жидкокапельная (2.44) и предложенная в работе [215], в которой энтропия dS и энергия dU , связанные с поверхностными колебаниями, имеют вид

$$\begin{aligned} dS &= \sum_i [(1 + \bar{n}_i) \ln(1 + \bar{n}_i) - \bar{n}_i \ln \bar{n}_i] (2I_i + 1), \\ dU &= \sum_i \bar{n}_i w_i (2I_i + 1). \end{aligned} \quad (3.22)$$

В суммах по i учитывается вклад только нижайших вибрационных, состояний квадрупольного ($I_1=2^+$) и октупольного ($I_2=3^-$) типа. Расчеты выполнялись с энергиями w_i из компиляции [203]. Функция распределения квазичастиц

$$\bar{n}_i = \frac{\exp(-k_i / w_i)}{\exp(w_i / t) - 1}, \quad k_i = c[w_i^2 + (2pt)^2], \quad (3.23)$$

феноменологически учитывает затухание вибрационного движения. Скорость затухания, как и величина $K_{\text{виб}}(t)$, в максимуме определяются выбором константы c в (3.23).

На рис. 3.8 показаны температурные зависимости коэффициента $K_{\text{виб}}(t)$ для ^{94}Nb остаточного ядра в реакции (p, n) на ^{94}Zr , рассчитанные согласно (2.44) и (3.21)–(3.23), в последнем случае – для двух констант затухания

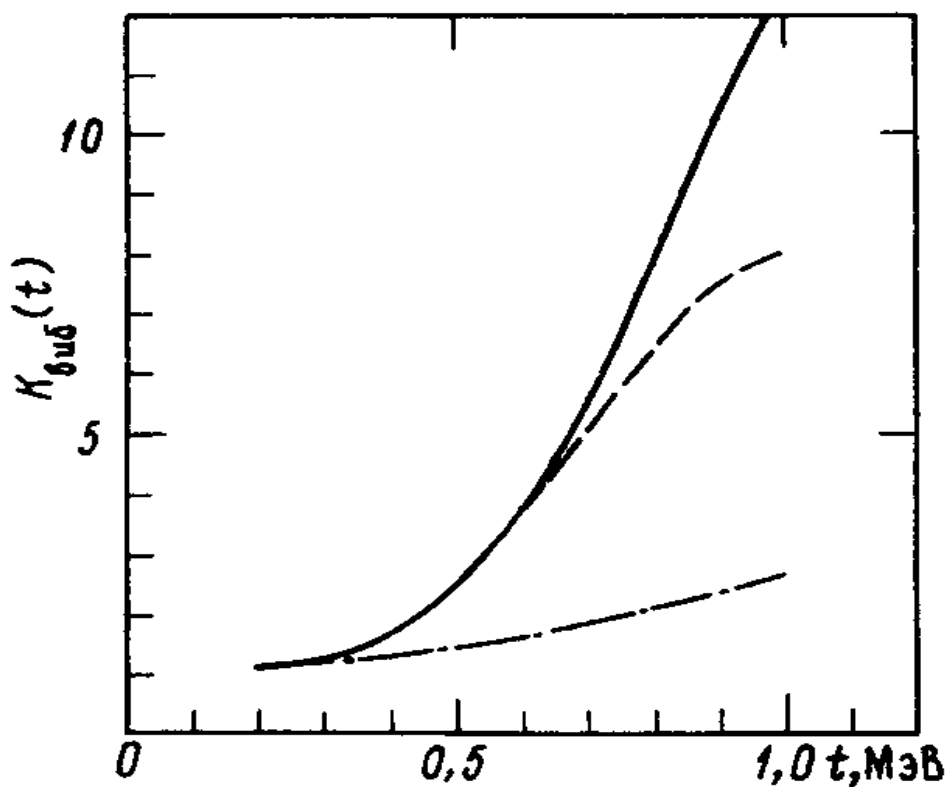


Рис. 3.8. Зависимость коэффициента вибрационного увеличения плотности уровней $K_{\text{виб}}(t)$ ядра ^{94}Nb от температуры. Штрих-пунктирной кривой показан коэффициент $K_{\text{виб}}(t)$, рассчитанный согласно (2.44), сплошной и штриховой – (3.21) – (3.23) соответственно $c=0.03$ и 0.04 МэВ^{-1}

$c=0.03$ и 0.04 МэВ^{-1} . Видно, что соотношения (3.21)–(3.23) в сравнении с жидкокапельной оценкой (2.44) приводят к большим значениям и более сильной зависимости $K_{\text{внб}}(t)$, на которые, однако, затухание оказывает слабое влияние в диапазоне $t < 0.8 \text{ МэВ}$.

Из (3.7) следует, что t_c полностью определяется Δ_0 , а a_c – с точностью до оболочечных эффектов асимптотическим параметром \tilde{a} (при $dW=0$ $a_c=\tilde{a}$). Значит именно эти две величины (Δ_0 и \tilde{a}) удобно использовать в качестве свободных параметров при описании экспериментальных спектров нейтронов. Исследуем чувствительность $r(U,0)$ к этим параметрам. Вариации параметров Δ_0 и \tilde{a} , каждая из которых изменяет критическую энергию U_c , обнаружили следующие особенности энергетической зависимости плотности уровней.

1. При $U < U_c$ $\ln r(U,0)$ практически линейно изменяется с U , при этом тангенс угла наклона, в значительной мере определяемый величиной Δ_0 , очень слабо зависит от \tilde{a} .
2. Чувствительность $r(U,0)$ к \tilde{a} возрастает с увеличением U главным образом в ферми-газовой области $U > U_c$.

Указанные свойства хорошо видны на рис. 3.9, где приведены результаты расчета $r(U,0)$ для $\Delta_0=12.5 \text{ А}^{-1/2} \text{ МэВ}$ и трех значений $\tilde{a}/\text{А}=0.09; 0.10; 0.115 \text{ МэВ}^{-1}$ ($\text{А}=94$), которые были нормированы так, чтобы различия между ними при $U < \min U_c$ были наименьшими. Переход при $U = U_c$ от примерно линейной энергетической зависимости $\ln r(U,0)$ к параболической (ферми-газовой) легко проследить на рис. 3.9 по кривизне расчетных кривых и из сравнения их с экстраполяцией линейного участка, показанной линией. Отметим, что эта особенность поведения $r(U,0)$ в основном определяется свойствами плотности внутренних возбуждений, а влияние энергетической зависимости $K_{\text{внб}}(U)$ несколько изменяет наклон $d \ln r(U,0)/dU$. Данные на рис. 3.9 соответствуют описанию $K_{\text{внб}}$ согласно (3.21)–(3.23).

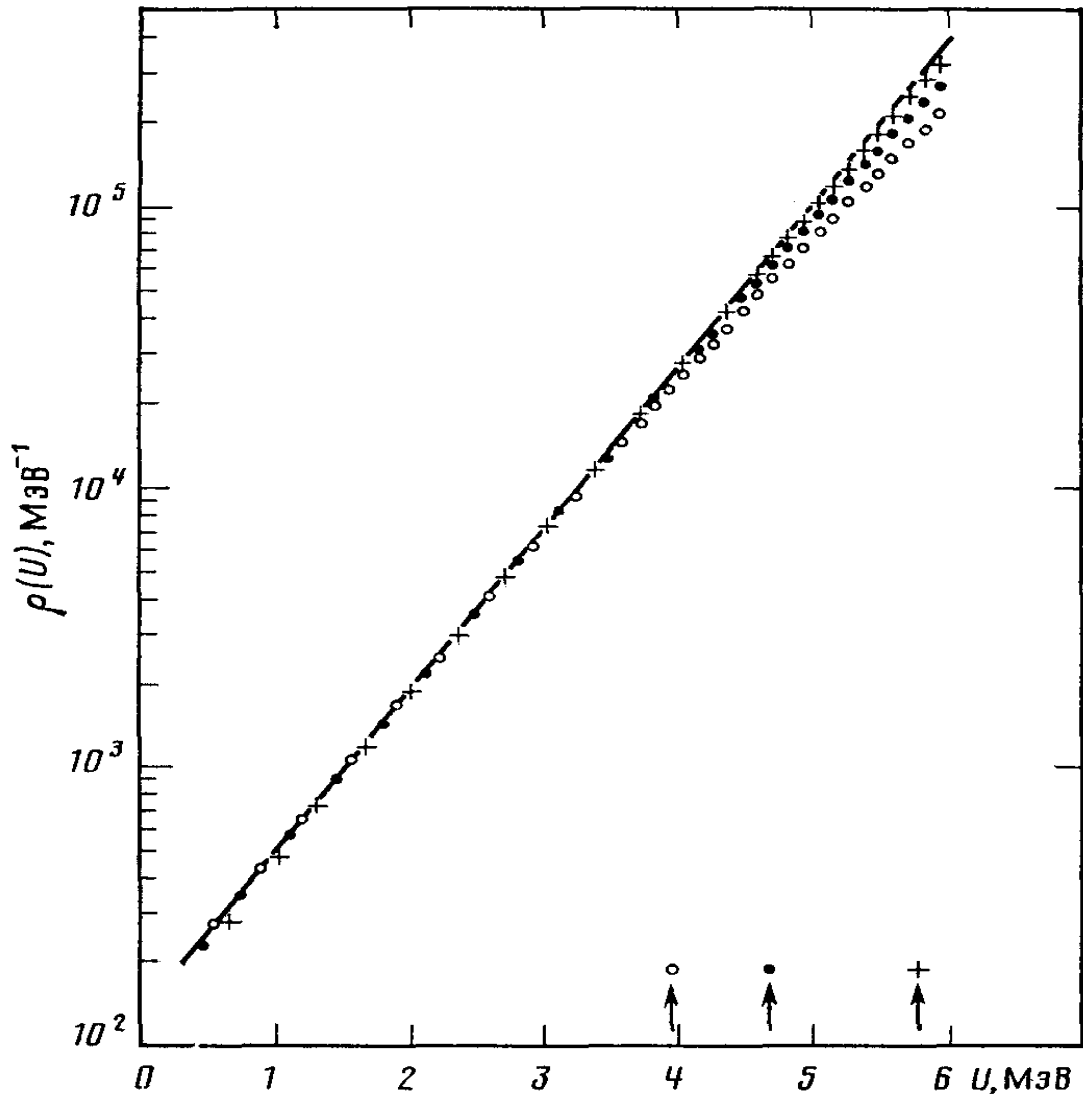


Рис. 3.9. Энергетическая зависимость плотности уровней в ОСМ $r(U)$ для нечетно-нечетного ядра ($A=94$). Расчет проведен с $\Delta_0 = 12.5/\sqrt{A}$ МэВ для трех значений \tilde{a}/A . Точки \circ , \bullet , $+$ соответствуют выбору параметров $\tilde{a}/A=0.09, 0.1$ и 0.115 МэВ $^{-1}$. Линия—экстраполяция линейного участка $\ln r(U)$. Стрелки — положения U_c для каждого из значений \tilde{a}/A

Установленные выше свойства энергетической зависимости плотности уровней в ОСМ приводят к следствиям, важным для анализа $N(E)$.

1. Высокоэнергетическая часть испарительного спектра $E > U_{\max} - U_c$, если $U_{\max} > U_c$, и весь спектр, если $U_{\max} < U_c$, определяются в основном величиной Δ_0 и не дают информации о параметре плотности уровней.

2. Для получения информации о параметре \tilde{a} необходимо, во-первых, выполнение неравенства $U_{\max} > U_c$ и, во-вторых, чтобы ферми-газовый участок $E < U_{\max} - U_c = [A/(A+1)]E_p + Q_{pn} - U_c$ в экспериментальном спектре имел достаточную протяженность.

Из значений энергии реакций Q_{pn} в табл. 3.4, оценок $U_c = 4.7$ МэВ (^{94}Nb), 5.3 МэВ (^{181}W) для $\tilde{a} = 0.1 \text{ A МэВ}^{-1}$, $\Delta_0 = 12.5 \text{ A}^{-1/2} \text{ МэВ}$ и минимальной в анализе энергии нейтронов $E \approx 1.3$ МэВ можно заключить, что спектры $N(E)$ при $E_p < 9$ МэВ не удовлетворяет условию 2. При более высоких E_p (9 МэВ для ^{94}Zr , 9 и 10 МэВ для ^{181}Ta) экспериментальные распределения $N(E)$ необходимо исследовать на вклад реакции $(p,2n)$ в мягкой области энергий нейтронов и неравновесного механизма – в жесткой. В самом неблагоприятном случае (^{181}Ta , $E_p = 10$ МэВ, $Q_{p2n} = -7.61$ МэВ) расчет спектров первого и второго нейтронов методом, использованным в работе [216], показывает, что примесь реакции $(p,2n)$ в области энергии $E \geq 1.3$ МэВ не существенна.

Вклад неравновесного механизма можно оценить из самих спектров $N(E)$ и независимо – по форме угловых распределений нейтронов. Форма угловых распределений нейтронов, симметричная относительно угла 90° во всем исследованном диапазоне $E_p = 6-9$ МэВ для ^{94}Zr и при $E_p = 6-8$ МэВ для ^{181}Ta , свидетельствует, что в этих случаях доминирует равновесный механизм реакции (p,n) . При больших E_p для ^{181}Ta в наиболее жесткой части спектров

проявляется асимметрия в угловых распределениях, что указывает на присутствие неравновесного механизма реакции наряду с равновесным.

Для этих двух механизмов характерна также значительная разница в форме энергетических распределений испускаемых нейтронов. Поэтому вклад неравновесного механизма непосредственно в спектр $N(E, E_p)$ при достаточно больших E_p легко обнаружить, сравнивая его с равновесной компонентой, которую можно рассчитать или восстановить из экспериментальных спектров $N(E, E'_p)$ при более низких $E'_p < E_p$. Наиболее интересен такой анализ для реакции $^{181}\text{Ta}(p, n)^{181}\text{W}$, в которой более широк изученный диапазон E_p , и в нем, как следует из угловых распределений: нейтронов, происходит переход от чисто испарительных спектров к спектрам с заметным вкладом неравновесной компоненты.

На рис. 3.10 представлены результаты непосредственных измерений спектров нейтронов $N(E, E_p)$ в реакции $^{181}\text{Ta}(p, n)^{181}\text{W}$ [206] и испарительные спектры $\tilde{N}(E, E_p)$, восстановленные из экспериментальных данных при более низких энергиях протонов с помощью соотношений (3.19) и (3.20): для $E_p = 7$ МэВ используется спектр $N(E, E'_p)$ при $E'_p = 6$ МэВ, для $E_p = 8$ МэВ – полный испарительный спектр, построенный при $E'_p = 7$ МэВ, и т.д. Подобная процедура получения испарительной компоненты спектра нейтронов использовалась в [168, 217]. Из сравнения спектров $N(E, E_p)$ и $\tilde{N}(E, E_p)$ можно сделать заключение, хорошо согласующееся с тем, что следует из формы угловых распределений нейтронов: при $E_p \leq 8$ МэВ реализуется практически испарительный механизм реакции, а при больших E_p становится существенным возрастающий с энергией падающих и испускаемых частиц вклад неравновесных процессов. Все пять испарительных спектров на рис. 3.10 получают удовлетворительное описание в рамках ОСМ с едиными наборами параметров Δ_0 и \tilde{a} из табл. 3.4, которые отличаются предположениями

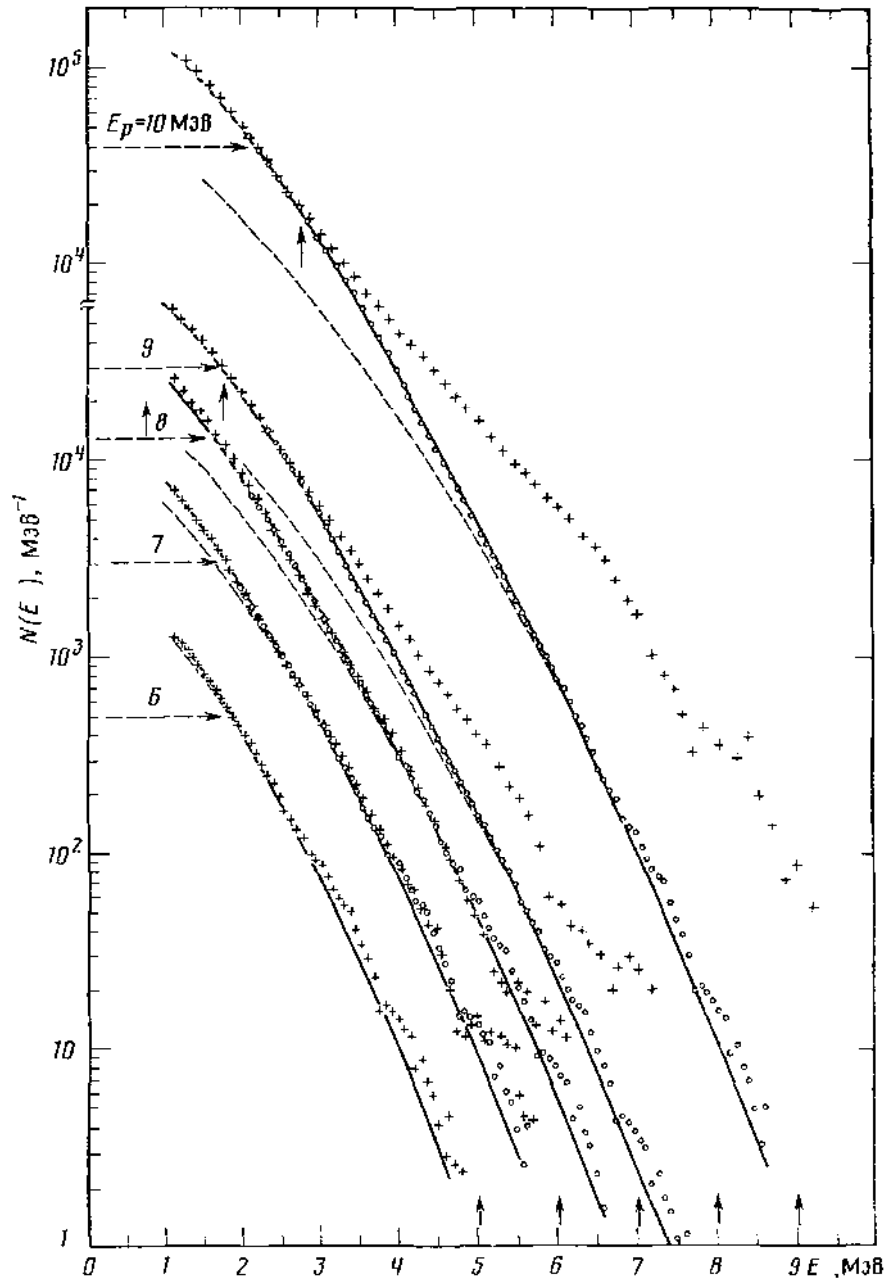


Рис. 3.10. Спектры нейтронов $N(E, E_p)$ реакции $^{181}\text{Ta}(p, n)^{181}\text{W}$. Точки: + – результаты непосредственных измерений спектров нейтронов [206], o – испарительная компонента спектров $\tilde{N}(E, E_p)$. Сплошная линия – результаты расчета с плотностью уровней ОСМ, штриховая – описание в рамках модели ферми-газа [206]. Стрелки на шкале энергии – положения $E^{\max} = [A/(A+1)]E_p + Q_{pn}$, на спектрах – точки фазового перехода $E^{\max} - U_c$

Энергии реакций и параметры остаточных ядер

Реакция		Q_{pn} , МэВ [218]	dW , МэВ [33]	Δ_0 , МэВ	$\Delta_0\sqrt{A}$, МэВ	\tilde{a} , МэВ ⁻¹	\tilde{a}/A , МэВ ⁻¹	U_c , МэВ
$^{57}\text{Fe}(p,n)^{57}\text{Co}$	$K_{\text{виб}}$ (2.44)	-1.6	-2.32	1.73	13.1	6.55	0.115	6.44
	$K_{\text{виб}}$ (3.21)- (3.23)			1.81	13.7	6.04	0.106	6.41
$^{94}\text{Zn}(p,n)^{94}\text{Nb}$	$K_{\text{виб}}$ (2.44)	-1.68	-0.79	1.21	11.7	11.2	0.119	4.97
	$K_{\text{виб}}$ (3.21)- (3.23)			1.31	12.7	9.40	0.100	4.70
$^{107}\text{Ag}(p,n)^{107}\text{Cd}$	$K_{\text{виб}}$ (2.44)	-2.2	-0.42	1.03	10.6	14.0	0.131	5.78
	$K_{\text{виб}}$ (3.21)- (3.23)			1.11	11.5	12.0	0.112	5.74
$^{109}\text{Ag}(p,n)^{109}\text{Cd}$	$K_{\text{виб}}$ (2.44)	-0.96	+0.25	1.07	11.3	15.4	0.141	7.42
	$K_{\text{виб}}$ (3.21)- (3.23)			1.14	11.9	13.1	0.130	7.01
$^{115}\text{In}(p,n)^{115}\text{Sn}$	$K_{\text{виб}}$ (2.44)	-0.3	-0.60	0.96	10.3	14.4	0.125	5.13
	$K_{\text{виб}}$ (3.21)- (3.23)			0.97	10.4	13.3	0.116	4.76
$^{116}\text{Sn}(p,n)^{116}\text{Sb}$	$K_{\text{виб}}$ (2.44)	-5.28	+0.25	0.79	8.5	18.2	0.157	3.87
	$K_{\text{виб}}$ (3.21)- (3.23)			0.79	8.5	17.4	0.150	3.62
$^{117}\text{Sn}(p,n)^{117}\text{Sb}$	$K_{\text{виб}}$ (2.44)	-2.43	+0.29	0.82	8.9	17.9	0.153	4.99
	$K_{\text{виб}}$ (3.21)- (3.23)			0.82	8.9	17.0	0.145	4.70
$^{118}\text{Sn}(p,n)^{118}\text{Sb}$	$K_{\text{виб}}$ (2.44)	-4.48	+0.53	0.73	7.9	18.0	0.153	3.20
	$K_{\text{виб}}$ (3.21)- (3.23)			0.74	8.0	17.1	0.145	3.05
$^{119}\text{Sn}(p,n)^{119}\text{Sb}$	$K_{\text{виб}}$ (2.44)	-1.36	+0.16	0.60	6.6	18.9	0.159	2.72
	$K_{\text{виб}}$ (3.21)- (3.23)			0.71	7.8	17.0	0.143	3.45
$^{122}\text{Sn}(p,n)^{122}\text{Sb}$	$K_{\text{виб}}$ (2.44)	-2.39	-0.34	0.80	8.8	16.1	0.132	3.17
	$K_{\text{виб}}$ (3.21)- (3.23)			0.81	8.9	15.0	0.123	2.91
$^{181}\text{Ta}(p,n)^{181}\text{W}$	$K_{\text{виб}}$ (2.44)	-0.97	-2.87*	0.97	13.0	20.8	0.115	6.81
	$K_{\text{виб}}$ (3.21)- (3.23)			1.00	13.5	18.1	0.100	6.26

* Оболочечная поправка дана с учетом деформации ^{181}W , остальные ядра принимаются сферическими.

о коэффициенте вибрационного увеличения плотности уровней $K_{\text{виб}}$.

Кривые на рис. 3.10 соответствуют соотношениям (3.21) –(3.23). Подгонка результатов расчета под экспериментальные данные производится, с помощью стандартной поисковой процедуры минимизации квадратичной суммы χ^2 .

На рис. 3.11 приведены спектры нейтронов для реакции $^{94}\text{Zr}(p,n)^{94}\text{Nb}$ [207]. Как и в предыдущем случае, результаты анализа спектров находятся в согласии со следствиями, вытекающими из симметрии угловых распределений нейтронов. Они состоят в том, что все спектры на рис. 3.11 удовлетворительно описываются в рамках испарительной модели, свидетельствуя о преобладании равновесного механизма эмиссии нейтронов в интервале $E_p = 6-9$ МэВ.

Результаты анализа спектров нейтронов наряду с необходимыми характеристиками реакций представлены в табл. 3.4. Определение искомым параметров (остальные достаточно хорошо известны) позволяет рассчитать с помощью соотношения (3.12) плотность уровней и тем самым абсолютизировать экспериментальную зависимость $r_{\text{экс}}(U)$, как показано на рис. 3.12. Оболочечные поправки dW брались из капельковой модели [33].

В табл. 3.5 данные о наблюдаемом среднем расстоянии между нейтронными резонансами $D_0^{\text{набл}}$ [121] сравниваются с результатами расчета $D_0^{(p,n)}$ согласно (3.14) в рамках ОСМ с параметрами Δ_0 и \tilde{a} , полученными из анализа спектров нейтронов (p,n) - реакций (табл. 3.4). Согласие этих величин, имея в виду разброс значений $D_0^{\text{набл}}$, следует признать удовлетворительным. Подчеркнем, что сравнение $D_0^{(p,n)}$ и $D_0^{\text{набл}}$ является критическим испытанием модели, поскольку оценка Δ_0 и \tilde{a} при прочих заданных параметрах полностью определяет абсолютную величину $r(U,0)$.

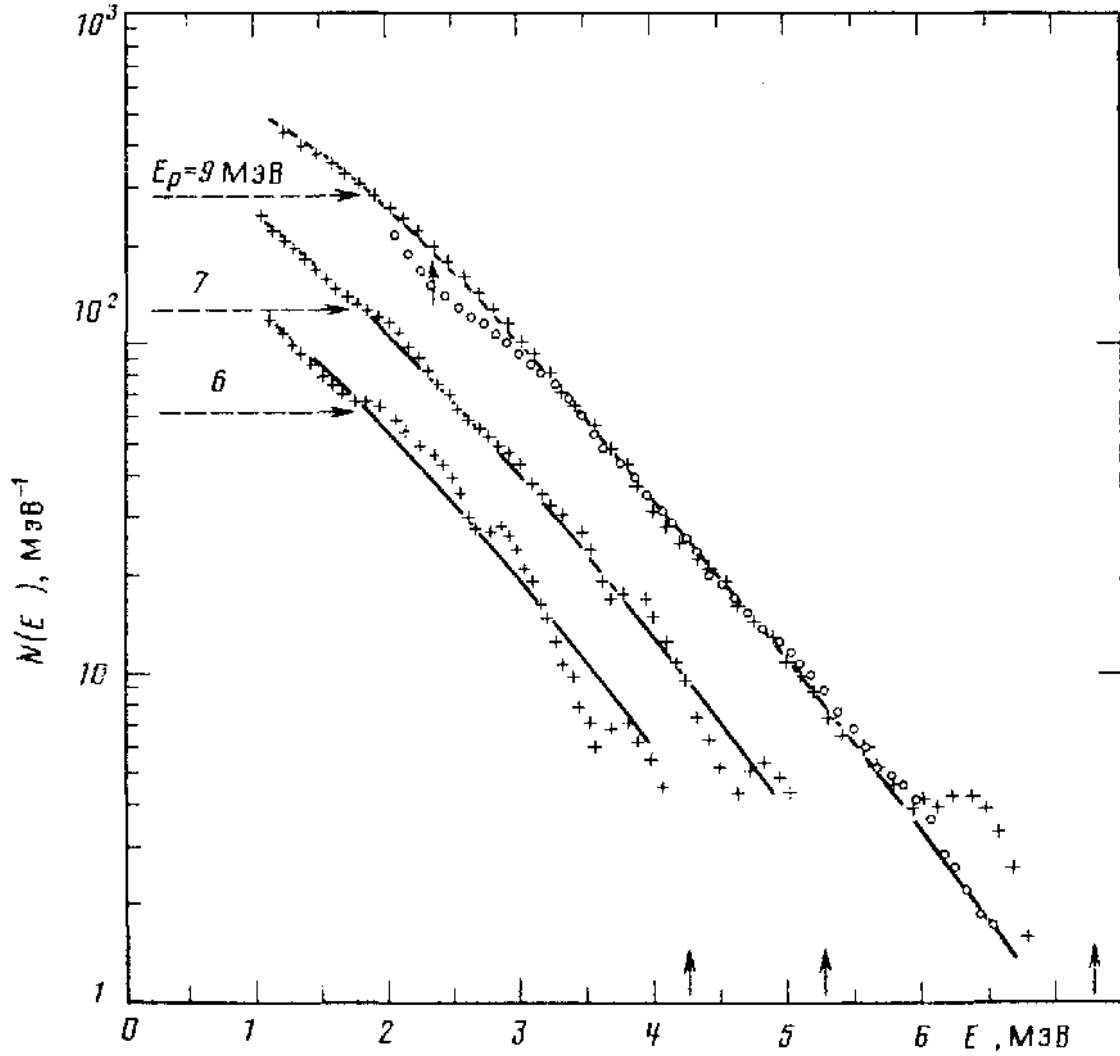


Рис. 3.11. Спектры нейтронов $N(E, E_p)$ реакции $^{94}\text{Zr}(p, n)^{94}\text{Nb}$. Обозначения те же, что на рис. 3.10. Испарительная компонента $\tilde{N}(E, E_p)$ (\circ) при $E_p=9$ МэВ получена из $N(E, E'_p)$ при $E'_p=8$ МэВ

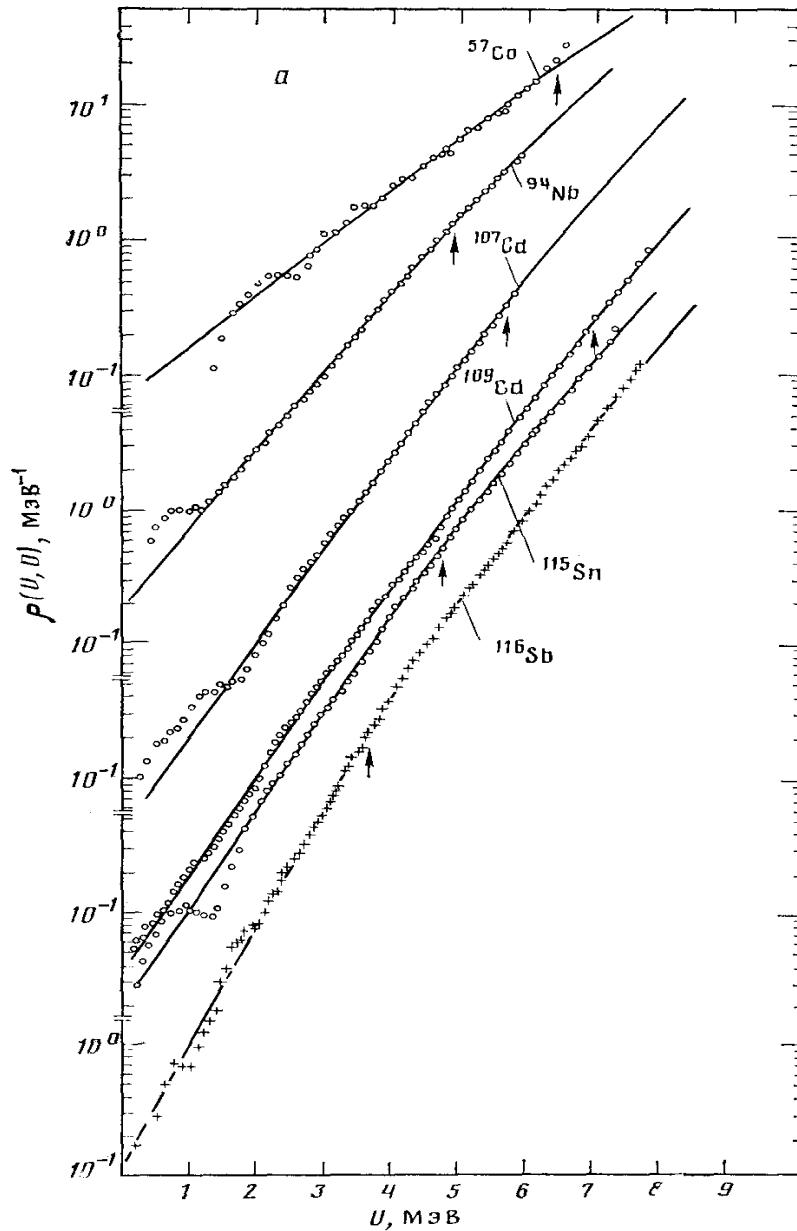
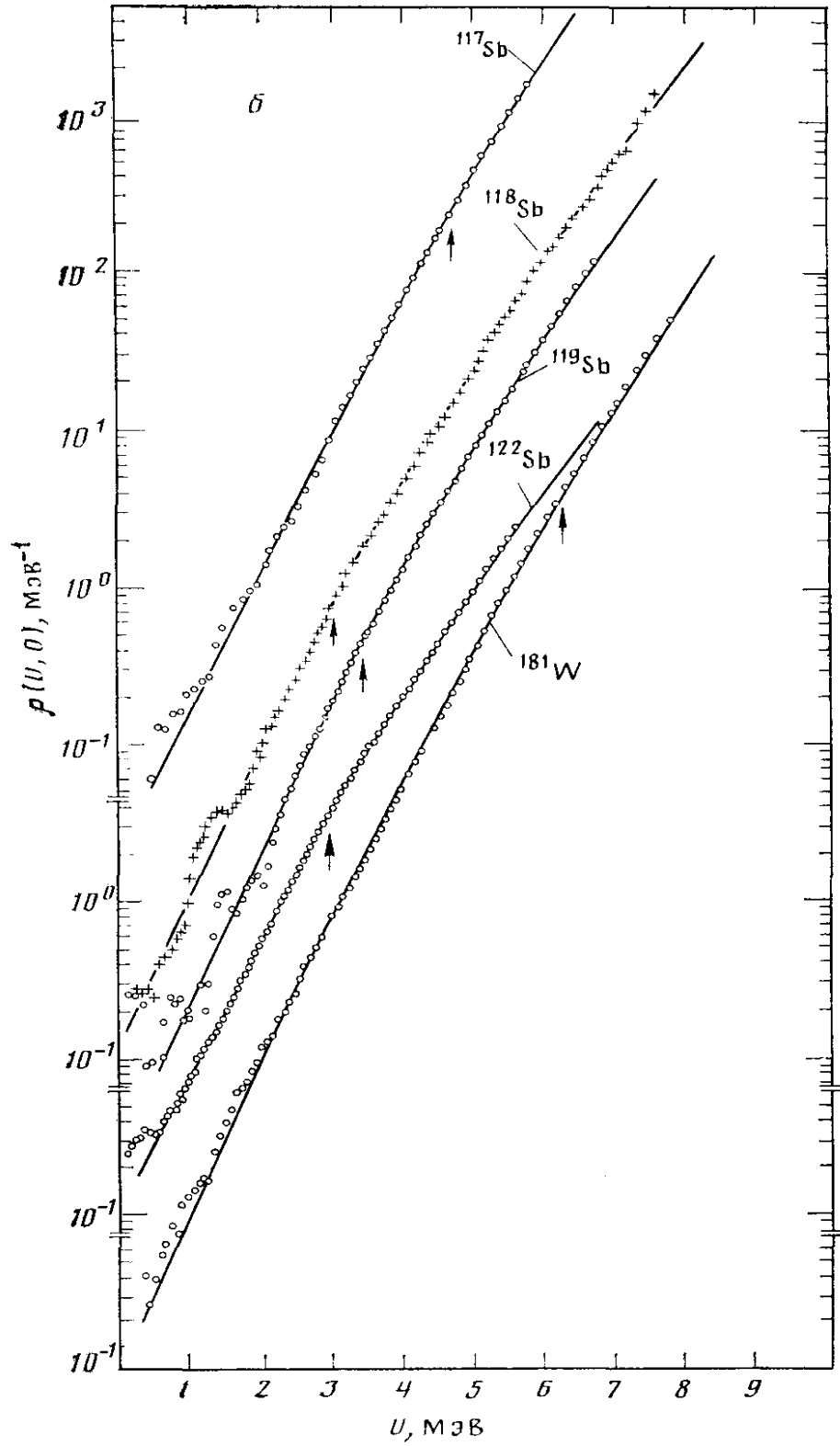


Рис. 3.12. Энергетическая зависимость абсолютной плотности уровней $r(U,0)$ для ядер ^{57}Co – ^{116}Sb (а), ^{117}Sb – ^{181}W (б). Точки \circ и $+$ – экспериментальная плотность уровней $r(U)$, восстановленная по результатам работ [206–212] и [213] соответственно. Сплошные кривые – результат расчета $r(U,0)$ согласно (3.12) с $K_{\text{внб}}$ (3.21)–(3.23) и параметрами Δ_0 и \tilde{a} из табл. 3.4, полученными в анализе экспериментальных спектров нейтронов. Стрелки – положение точки фазового перехода $U_c = 0.472a_c\Delta_0^2 - n\Delta_0$ из сверхтекучего состояния в нормальное (ферми-газовое)



Продолжение рис. 3.12

Данные по нейтронным резонансам и результаты расчета по формуле (3.14) с параметрами из табл. 3.4

Ядро	B_n , МэВ	I_0^P	$D_0^{\text{набл}}$, эВ	$D_0^{\text{расч}}$, эВ	
				$K_{\text{виб}}$ (3.21)-(3.23)	$K_{\text{виб}}$ (2.44)
^{94}Nb	7.229	$9/2^+$	90 ± 20	75	162
^{107}Cd	7.927	0^+	135 ± 35	108	283
^{109}Cd	7.360	0^+	120 ± 20	177	394
^{115}Sn	7.546	0^+	320 ± 90	345	330
^{122}Sb	6.806	$5/2^+$	18 ± 2	15.4	14.3
^{181}W	6.686	0^+	23 ± 7	11.7-12.7*	9.0

*Значение $D_0^{\text{расч}}$ получено с коэффициентом затухания $c=0.045$ МэВ $^{-1}$, все остальные – с $c=0.02$ МэВ $^{-1}$.

Кроме резонансной точки $r(B_n, J)$ к анализу энергетической зависимости плотности уровней часто привлекают экспериментальную информацию о низколежащих уровнях [203]. На рис. 3.13 их число без отбора по спину и четности, представленное в виде гистограммы $\Delta N / \Delta U$ сравнивается с кривыми полной плотности уровней, рассчитанной согласно (2.45) и табл. 3.3. Величины $r(U, 0)$ брались из результатов работы [204] (рис. 3.12, табл. 3.4).

Согласие эксперимента и расчета на рис. 3.13 следует признать удовлетворительным, если иметь в виду неточности гистограммы из-за пропуска уровней при $\Delta N / \Delta U > 20$ МэВ $^{-1}$ и неадекватность простого статистического описания плотности уровней при $U \sim 2\Delta_0$ [87].

На рис. 3.10 штриховыми кривыми показано описание спектров нейтронов реакции $^{181}\text{Ta}(p, n)^{181}\text{W}$, полученное в [206] с помощью модели ферми-газа с обратным смещением [189]. В [206], как и в анализе [144, 204], результаты расчета подгонялись под наблюдаемые спектры $N(E, E_p)$ с помощью двух свободных параметров, но для ограниченного интервала энергий возбуждения остаточного ядра $U = 2-4$ МэВ. Этими параметрами служили параметр a , не

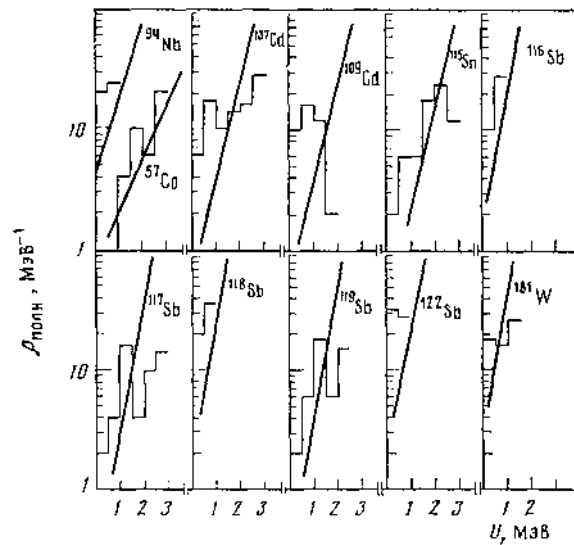


Рис. 3.13. Энергетическая зависимость полной плотности уровней $r_{\text{полн}}(U)$. Гистограмма – наблюдаемая плотность уровней $\Delta N/\Delta U$ ($\Delta U = 0,5$ МэВ) [203]. Линия – результат расчета $r_{\text{полн}}(U)$ в рамках ОСМ согласно (2.45) и табл. 3.3, Δ_0 и \tilde{a} из табл. 3.4 для $K_{\text{виб}}$ (3.21)–(3.23)

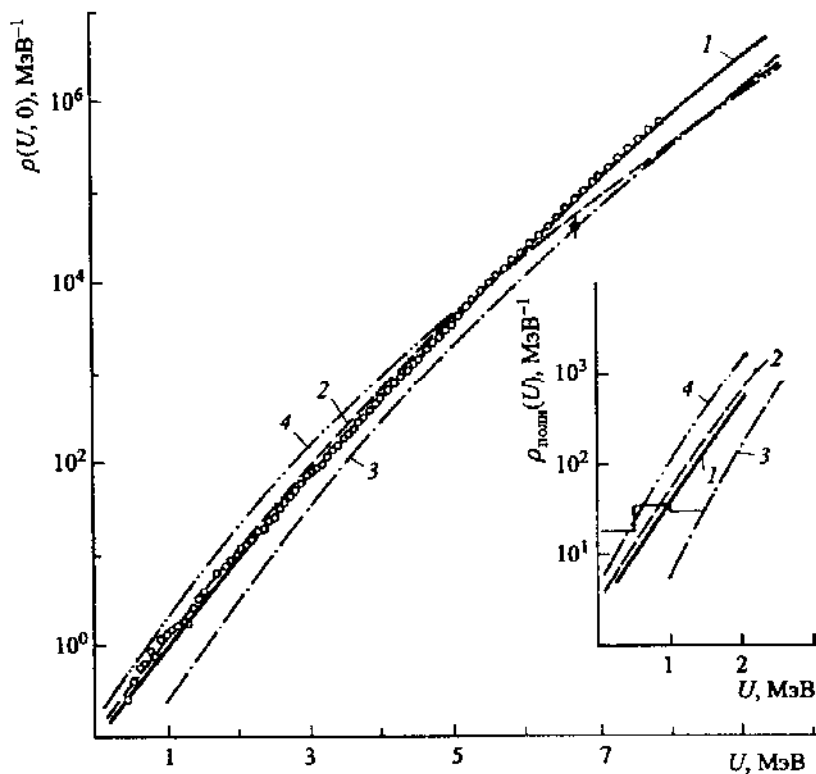


Рис. 3.14. Энергетическая зависимость плотности уровней $r(U,0)$ для ядра ^{181}W . \bullet – $r_{\text{эксп}}(B_n,0)$ [121], \circ и кривая 1 – [204], 2 – систематика ОСМ [88], 3 – систематика МФГ [145], 4 – систематика МФГ с обратным смещением [189]. На вставке обозначения кривых те же, что в основной части, гистограмма – плотность низколежащих уровней [203]

зависящий от U , и d – сдвиг энергии, феноменологически учитывающий четно-нечетные различия ядер.

Из сравнения кривых на рис. 3.10 видно, что ферми-газовое описание при увеличении U (уменьшении E) расходится с экспериментом тем сильнее, чем выше энергия протонов, т. е. чем дальше по энергии возбуждения U мы уходим от участка, на котором была сделана привязка к экспериментальным спектрам. Большая кривизна $r(U,0)$, чем в ОСМ и эксперименте, согласующихся между собой, – характерная черта ферми-газового описания. Однако тестировать применимость последнего по этому признаку в общем случае непросто. Например, различие в описаниях спектров нейтронов реакции $^{94}\text{Zr}(p,n)^{94}\text{Nb}$ на рис. 3.11 и в [207] в рамках модели ферми-газа менее существенно, чем в предыдущем случае. Вероятно, это объясняется разными масштабами изменения спектров $N(E, E_p)$ на рис. 3.10 и 3.11, которые в рамках ОСМ определяются разницей значений Δ_0 (табл. 3.4).

Отметим еще одно важное свойство, различающее ОСМ и модель ферми-газа. При описании нейтронных спектров с помощью модели ферми-газа, как показано в [206], удастся определить только зависимость, связывающую искомые параметры a и d , и, чтобы определить оба параметра, придется привлекать дополнительную информацию. В ОСМ, как было продемонстрировано выше, такой трудности нет. В ней анализ спектров в области $U < U_c$ позволяет определить корреляционную функцию, а с расширением диапазона энергий – и параметр плотности уровней. Это преимущество ОСМ наряду с отмеченными выше вполне окупает несколько большие технические трудности, возникающие при описании экспериментальных данных.

Итог краткого сравнительного анализа моделей, используемых при описании испарительных спектров нейтронов, можно сформулировать следующим образом. С точки зрения адекватности описания и извлекаемых при анализе параметров выбор в пользу ОСМ представляется очевидным, поскольку параметры a и d в модели ферми-газа с обратным смещением и T в

модели постоянной температуры (см. ниже) физического смысла не имеют. Если же речь идет об использовании упрощенных моделей как средства для параметризации при описании и систематизации данных, то вопрос не может быть решен столь же однозначно. Однако он весьма важен для различных практических приложений и заслуживает специального исследования с привлечением более широкого экспериментального материала.

Значимость разницы в описаниях $r(U,0)$ в рамках ОСМ и МФГ демонстрирует пример на рис. 3.14. На нем представлены экспериментальные данные и подогнанное под них описание по ОСМ (сплошная кривая, $\tilde{a}/A = 0.1 \text{ МэВ}^{-1}$, $\Delta_0/\sqrt{A} = 13.5 \text{ МэВ}$ из табл. 3.4), для ядра, ^{181}W , полученные из анализа спектров нейтронов реакции $^{181}\text{Ta}(p,n)\text{W}^{181}$. Другими кривыми показаны зависимости $r(U,0)$, рассчитанные по разным систематикам: ОСМ [88], МФГ [145] и МФГ с обратным смещением [189]. Параметры в [189] подбираются так, чтобы обеспечивалось наилучшее описание наблюдаемой плотности уровней на концах интервала $U = 0 - B_n$, т. е. $\Delta N/\Delta U$ и $r(B_n,0)$. Естественно, что все они при $U = B_n$ проходят достаточно близко одна к другой и к точке, соответствующей ПНР, но, отступая от нее, заметно расходятся. На вставке демонстрируется гистограмма $\Delta N/\Delta U$ полной плотности низколежащих уровней (2.45).

Кривые стандартной МФГ плохо согласуются с наблюдаемой зависимостью. Кривые МФГ с обратным смещением гораздо ближе к экспериментальным точкам, но имеют характерную выпуклость, которую $r(U,0)$ не подтверждает. Лучше других с экспериментом согласуется кривая ОСМ, уступая, конечно, в качестве описания сплошной кривой с индивидуальными параметрами \tilde{a} и Δ_0 . Кривые 1 и 2 несколько отличаются не только значениями параметров \tilde{a} и Δ_0 , но и описанием $K_{\text{внб}}$. Видно, что при переходе через $U = U_c \cong 6 \text{ МэВ}$ ОСМ как бы “выпрямляет” ферми-газовую зависимость $\ln r(U,0)$. Данная особенность наблюдаемой энергетической зависимости плотности уровней, описанием которой ОСМ обязана прежде всего

корректному учету парных корреляций нуклонов, невозпроизводима в рамках МФГ ни в какой из ее модификаций.

Указанный принципиальный недостаток МФГ в прошлом пытались устранить путем создания гибридной модели [140], в которой низкоэнергетический участок описывался по модели с постоянной температурой

$$r(U,0) \sim \exp[(U - d)/T], \quad (3.24)$$

которой на рис. 3.14 соответствует линейная зависимость. Поэтому (3.24), как и обратное смещение U' в МФГ, можно рассматривать как эмпирически установленные удачные приемы, получающие обоснование в физически более последовательной модели ОСМ.

На рис. 3.15 значения $\Delta_0 \sqrt{A}$ и \tilde{a}/A из табл. 3.4 сравниваются с показанными штрихпунктирными кривыми зависимостями этих параметров в [88]:

$$\Delta_0 \sqrt{A} = 12 \text{ МэВ} \text{ и } \tilde{a}/A = a_V + a_S A^{-1/3} \text{ МэВ}^{-1}. \quad (3.25)$$

Напомним, что в [88] при описании в рамках ОСМ плотности нейтронных резонансов соотношение для корреляционной функции Δ_0 взято из систематики четно-нечетных различий масс ядер [168], а параметры a_V , a_S в соотношении для \tilde{a}/A найдены с $A > 150$ с сильно выраженными коллективными свойствами (см. табл. 3.3).

Рис. 3.15 свидетельствует об отступлениях результатов работы [204, 205] от систематики (3.25), особенно они значительны на участке $A \approx 110-125$, где полученные значения $\Delta_0 \sqrt{A}$ отклоняются от штрихпунктирной кривой в сторону меньших значений, \tilde{a}/A – от соответствующей кривой в сторону больших. Оба фактора действуют в одном направлении – увеличивают плотность уровней. Это означает, что систематика [88], если ее проэкстраполировать в область $A < 150$, приведет к сильно заниженным (не менее чем на порядок) величинам $r(U, J)$ на “аномальном” участке A . Остановимся кратко на каждом из параметров ОСМ. Провал в зависимости Δ_0 на рис. 3.15 легко объяснить, по крайней мере качественно, влиянием оболочечной структуры ядер. Это наглядно демонстрируют кривые на вставке к рис. 3.15, которыми для

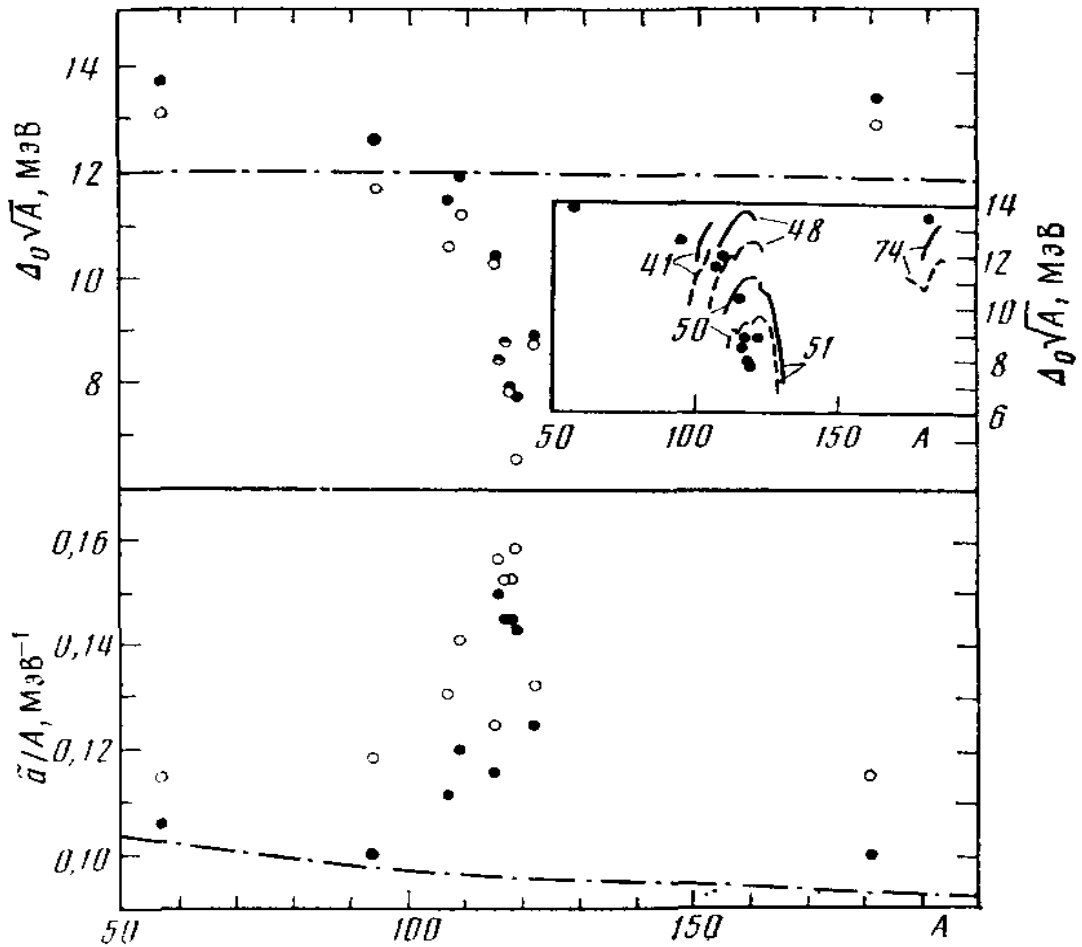


Рис. 3.15. Корреляционная функция основного состояния Δ_0 и асимптотическое значение параметра плотности уровней ядер \tilde{a} , представленные в виде величин $\Delta_0\sqrt{A}$ и \tilde{a}/A . Точки – результаты анализа испарительных спектров нейтронов (p,n) -реакции в рамках ОСМ с жидкокапельной оценкой $K_{\text{виб}}$ (2.44) (\circ) и $K_{\text{виб}}$ (3.21)–(3.23) (\bullet). Штрихпунктирные кривые – поведение искомым параметров Δ_0 и \tilde{a} ($a=0.073$, $b=0.115$ МэВ $^{-1}$) согласно систематике [88]. На вставке: сплошные (четное число нейтронов), штриховые (нечетное) кривые – результаты вычислений Δ_0 по формуле (2.46) с Δ_{0Z} и Δ_{0N} из [154]; цифры обозначают заряды исследуемых ядер

фиксированных Z показаны результаты вычислений параметра $\Delta_0\sqrt{A}$ по формуле (2.46).

Она устанавливает связь между параметрами Δ_{0N} и Δ_{0Z} для нейтронной и протонной компонент реального ядра [154] и их эффективной величиной Δ_0 , при однокомпонентном описании дающей в квазиклассическом приближении то же значение критической энергии, энергии конденсации и др. [153, 219]. Экспериментальные точки для ядер от Nb ($Z=41$) до Sb ($Z=51$) согласуются с расчетом и передают тенденцию, которая вытекает из расчетных кривых и отражает влияние на величину Δ_0 магического числа $Z=50$ ($\Delta_{0Z}=0$). Напомним в этой связи, что штрихпунктирной кривой в верхней части рис. 3.15 соответствует глобальное описание $\Delta_0\sqrt{A}$ МэВ для очень широкой совокупности ядер [168], не претендующее ни на какие детали и структуру, которые для индивидуальных ядер и целых их групп могут иметь большое значение.

Анализ испарительных спектров нейтронов позволяет восстановить относительный ход плотности уровней. Как показано в [144, 204], в рамках феноменологического описания ОСМ можно определить два важнейших параметра Δ_0 и \tilde{a} , благодаря чему достигается абсолютная нормировка функций $r(U, J)$. Иначе говоря, в [144, 204] разработан комбинированный “экспериментально-теоретический” метод определения абсолютной плотности уровней в достаточно широком диапазоне энергий $U \leq 10$ МэВ, в котором параметры Δ_0 и \tilde{a} находятся экспериментально, а остальные задаются теоретической моделью.

В отличие от нейтронных спектров из экспериментальных данных о $r(B_n, J)$, используя ту же модель, можно найти только один из параметров, что сильно ограничивает информативность такого анализа. Обычно в нем определяют параметр a (или \tilde{a}) при тех или иных предположениях о параметре Δ_0 . О большом значении последних (что часто остается “в тени” и не подчеркивается) свидетельствует рис. 3.16. На нем в зависимости от числа нейтронов N приведены значения \tilde{a}/A для изотопов $_{48}\text{Cd}$, $_{50}\text{Sn}$, $_{51}\text{Sb}$,

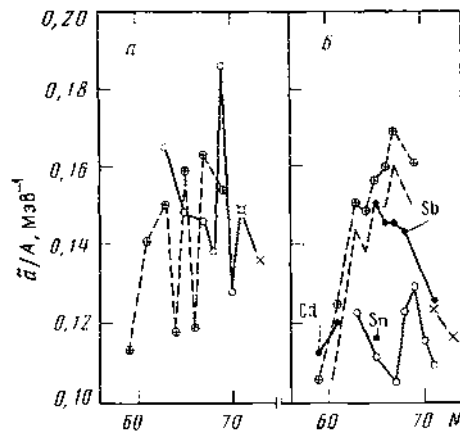


Рис. 3.16

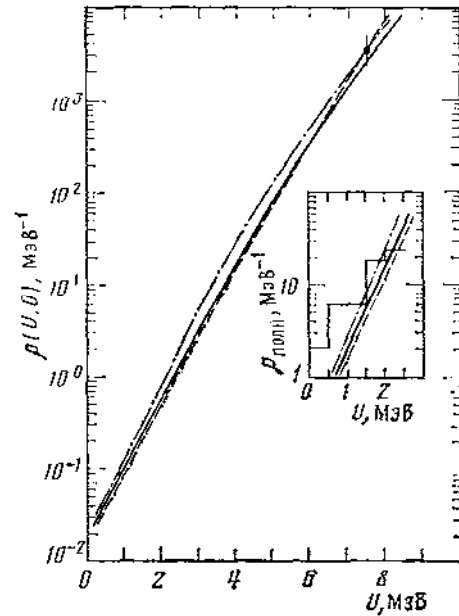


Рис. 3.17

Рис. 3.16. Параметр \tilde{a}/A для цепочек изотопов в районе $Z=50$ как функция числа нейтронов N . Значения для ядер ${}_{48}\text{Cd}$, ${}_{50}\text{Sn}$, ${}_{51}\text{Sb}$ получены из данных о $D_0^{\text{набл}}$ [121] согласно (3.11)–(3.14) с $K_{\text{виб}}$ (3.21)–(3.23) в двух предположениях о величине Δ_0 : a – $\Delta_0 = 12/\sqrt{A}$ МэВ; b – согласно (2.46) и [154], (\bullet) – результаты анализа спектров (p,n) -реакций (табл. 3.4); штриховая кривая – расчет для Cd при $c=0$

Рис. 3.17. Энергетические зависимости плотности уровней $r(U,0)$, на вставке $r_{\text{полн}}(U)$ для ядра ${}^{115}\text{Sn}$. Экспериментальные значения: \bullet – $r(B_n,0)$ согласно данным о $D_0^{\text{набл}}$ [121]; гистограмма – то же, что на рис. 3.13. Расчетные кривые со следующими параметрами: сплошная – из табл. 3.4, штриховая – $\Delta_0 = 12/\sqrt{A}$ МэВ, $\tilde{a} = 0.148 A$ МэВ $^{-1}$, штрихпунктирная – Δ_0 согласно (2.46) и [154], $\tilde{a} = 0.11 A$ МэВ $^{-1}$; \tilde{a} в двух последних случаях получено из описания $r(B_n,0)$, везде $K_{\text{виб}}$ соответствует (3.21)–(3.23)

найденные из $D_0^{\text{набл}}$ [121] в двух разных предположениях о параметре Δ_0 – для $\Delta_0 = 12/\sqrt{A}$ МэВ и в соответствии с [154] и формулой (2.46), а также из спектров нейтронов. Из сравнения результатов двух вариантов расчета на рис.3.16, *a* и *б* следует, что при переходе к “реалистическим” величинам Δ_0 зависимость $\tilde{a}(N)$ значительно изменяется: уменьшаются четно-нечетные вариации, “салятся” абсолютные значения для Sn и Sb, чем достигается сближение с результатами анализа нейтронных спектров.

Неопределенность анализа практически не устраняется и с привлечением спектроскопической информации о низколежащих уровнях, и это демонстрирует рис. 3.17. В его основной части показаны кривые $r(U,0)$, а на вставке $r_{\text{полн}}(U)$, которые рассчитаны для ядра ^{115}Sn в двух рассматривавшихся выше предположениях так, чтобы воспроизводилась величина $r(B_n,0)$, соответствующая наблюдаемой плотности нейтронных резонансов. Кривые требуют значений \tilde{a} , которые отличаются более чем на 30%, и заметно расходятся при $U < B_n$, но при $U < 2.5$ МэВ, где имеются данные о $r_{\text{полн}}(U)$ сближаются настолько, что трудно заключить, какая из кривых лучше “сопрягается” с гистограммой. Трудность заключена в слабой изученности поведения плотности уровней при малых $U \sim 2\Delta_0$, где теоретически ожидаются нерегулярности, связанные с дискретностью числа возбужденных квазичастиц [87, 220]. При нынешнем состоянии этого вопроса анализ низкоэнергетических данных может преследовать в основном иллюстрационные цели, как в [204] или в [87, 214].

Анализ испарительных спектров нейтронов избавлен от обсуждаемой трудности постольку, поскольку имеет дело с обширной совокупностью точек в достаточно протяженной области U , что позволяет определить оба параметра Δ_0 и \tilde{a} . Соответствующая их значениям в табл. 3.4 кривая также показана на рис. 3.17. Речь идет, конечно, не о противопоставлении различных источников информации о плотности уровней, а о согласованном их анализе, а также значении и дальнейшем накоплении экспериментальных данных о

нейтронных спектрах. Особенно интересна область A и Z , в которой обнаружена аномалия параметра \tilde{a} .

Асимптотический параметр \tilde{a} по смыслу его систематики, т. е. соотношения (3.25), должен быть плавно зависящей от A характеристикой, соответствующей состоянию сильно нагретых ядер, которая описывается в рамках бесструктурной капельной модели. Поэтому и микроскопические расчеты для различных одночастичных потенциалов модели оболочек при больших U дают $a \rightarrow \tilde{a} = a A$, [87], где $a = \text{const}$. Из результатов микроскопических расчетов плотности уровней для потенциала модели оболочек получаем следующие значения констант: $a_H = 0.105 \text{ МэВ}^{-1}$ (схема уровней Нильсона), $a_{BC} = 0.090 \text{ МэВ}^{-1}$ (схема уровней Вудса-Саксона). Так что возникновение максимума \tilde{a}/A на рис. 3.15 необходимо расценивать как аномалию и указание либо на методическую ошибку, либо на существование каких-то факторов, не учтенных в использованном описании плотности уровней.

Обсуждаемый эффект едва ли является следствием недостатков измерений в [207–213] и обработки спектров нейтронов в нашей работе [204], поскольку их результаты (см. табл. 3.5) находятся в удовлетворительном согласии с независимым источником экспериментальной информации – наблюдаемой плотностью нейтронных резонансов. Далее анализ совокупности данных о $r(B_n, J)$ для гораздо большего числа ядер обнаружил аналогичные с рис. 3.15 эффекты (некоторые демонстрируются на рис. 3.16), и отступления от $\tilde{a} = \text{const} A$ явились главной причиной для наложения ограничений на область применимости $A > 150$ систематики ОСМ [88].

Таким образом, можно заключить, что причина трудности понимания полученного результата кроется в неполноте описания $r(U, J)$. Речь идет не только об использованном в [204] феноменологическом варианте ОСМ, а о теоретическом описании в целом, поскольку эта трудность не была преодолена и в других более последовательных подходах к расчету [139, 149, 221].

Необходимо отметить, что аномалия $\tilde{a}(A)$ не может быть “списана” на идеализацию в рамках сверхтекучей модели фазового перехода в возбужденных ядрах. Отличия ядер от сверхпроводников в этом смысле подробно обсуждаются в [87]. Они сводятся к тому, что при $U \geq U_c$ в ядрах $\Delta(U)$ не обращается строго в нуль, как в сверхтекучей модели, а составляет небольшую величину 0.1 МэВ, которая оказывает незначительное влияние на точность описания при $U > U_c$. Нестрогость понятия: “фазовый переход” в ядрах практически не затрагивает точности определения интересующих параметров. Как уже отмечалось, существенна только разница в поведении плотности уровней и корректность его описания при $U < U_c$ и $U > U_c$, а не в самой критической точке и ее ближайшей окрестности. Различия в ходе экспериментальных $\ln r(U,0)$ выше и ниже критической точки – параболической при $U > U_c$ и примерно линейной при $U < U_c$ – вполне отчетливо видны на рис. 3.12.

Наиболее интересная возможность для интерпретации обсуждаемой аномалии рассматривалась в работе [222], где было установлено, что в ядре ^{116}Sn с увеличением энергии возбуждения происходит переход от сферической формы к деформированной. По-видимому, он происходит вследствие ослабления по мере приближения U к U_c эффектов спаривания, стабилизирующих сферическую форму (см. также [223, 224]). Сравнение результатов расчета с экспериментом в [222] производится только с плотностью нейтронных резонансов $r(B_n, J)$, т. е. в одной точке. Согласие достигается умножением рассчитываемой в [222] плотности внутренних возбуждений на коэффициент ротационного увеличения $K_{\text{рот}} = S_{\perp}^2$. В [204] также убедились, что данные о $r(B_n, J)$ на рис. 3.16 можно согласовать со значением $\tilde{a} \cong 0.1A \text{ МэВ}^{-1}$, т. е. систематикой [88], принимая значения $K_{\text{рот}}(U)$ такими же, как для деформированных ядер.

Следует отметить, что на возможность существования “деформированного” возбужденного состояния в сферических ядрах обращал внимание еще

Струтинский [225]. Им же были указаны ситуации, благоприятные для проявления таких эффектов: ядра, нуклонный состав которых обеспечивает наличие двух минимумов потенциальной энергии деформации – при квадрупольной деформации $e=0$ и $e \neq 0$. В частности, в исследовавшейся нами области ядер как раз и реализуется специфическая двойная магичность: протонная компонента близка к заполненной сферической оболочке $Z=50$, а нейтронная к деформированной $N \cong 66$ [225, 226]. Максимум \tilde{a} на рис. 3.15 и 3.16 для изотопов ${}_{48}\text{Cd}$, ${}_{50}\text{Sn}$, ${}_{51}\text{Sb}$ соответствует $N=65-69$.

Обсуждаемый эффект для околوماгических ядер больше, чем непосредственно для «мага» (рис. 3.16), что естественно ожидать, если связывать рост \tilde{a} с включением $K_{\text{рот}}$ для неучитываемых данным анализом в [204] возбужденных деформированных состояний. Эту разницу невозможно устранить выбором константы c в описании $K_{\text{виб}}$, поскольку в случае Sn изменения c не оказывают заметного влияния на результаты анализа, а в случае Cd \tilde{a}/A при используемом в [204] значении $c=0.02 \text{ МэВ}^{-1}$ близко к своему нижнему пределу ($c=0$, затухание отсутствует), показанному на рис. 3.16 штриховой кривой. Влияние параметра c , на величину $K_{\text{виб}}$ в значительной мере определяется положением вибрационного уровня 2^+ . У Sn он лежит заметно выше ($\cong 1.2 \text{ МэВ}$), чем у Cd ($\cong 0.6 \text{ МэВ}$).

Разумеется, чтобы утвердиться в данной интерпретации недостаточно таких оценок, как в [222], особенно при наличии экспериментальной зависимости $r(U,0)$. С этой целью потребуются другой анализ ее, в котором придется отказаться от предположения об определенной независимой от U деформации возбужденного ядра. Наоборот, при его распаде необходимо учесть вклад всех состояний с непрерывно меняющейся деформацией [227, 228], который будет изменяться с ростом U . При этом вследствие $K_{\text{рот}} = F_{\perp} t / \hbar^2$ будет подчеркиваться вклад более деформированных состояний, что приведет к более крутому росту “эффективной” плотности уровней в сравнении не только со

сферическими ядрами, но и с фиксированной начальной деформацией и, как показывают оценки, к уменьшению \tilde{a} . Очевидно, что в этой ситуации не последняя роль будет принадлежать оболочечной структуре энергии деформации ядра.

§3.3. Спектры нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf и плотность ядерных уровней

В связи с поиском источников дефицитной информации о плотности возбужденных уровней ядер довольно часто обращаются к спектрам нейтронов, испущенных при делении осколками [106, 229–232]. Здесь, как и при изучении многих других характеристик процесса деления, вне конкуренции – спонтанное деление ^{252}Cf . У спектров мгновенных нейтронов деления (МНД) имеется ряд важных преимуществ, которые в значительной мере избавляют от отмеченных выше трудностей и недостатков, присущих спектрам вторичных частиц в ядерных реакциях.

1. Доступность для анализа обширной экспериментальной информации, полученной в одном опыте для широкого набора массовых чисел A ($90 \leq A \leq 160$) и энергий возбуждения U ($0 \leq U \leq 40$ МэВ).

2. Значительное преобладание испарительного механизма эмиссии нейтронов устраняет неопределенности в анализе МНД, связанные с необходимостью учета вклада неравновесных процессов.

3. Уникальность получаемой информации, так как нуклонный состав первичных осколков деления заметно смещен в нейтроноизбыточную область от долины b -стабильности. Отметим также, что интерес к анализу спектров МНД возрос после того, как окрепло мнение о малости вклада при спонтанном делении так называемых разделительных нейтронов, испускание которых связано с поздними стадиями эволюции делящегося ядра [233].

Цель нашей работы [234], использующей последние и наиболее информативные данные о спектрах нейтронов из отдельных осколков спонтанного деления ^{252}Cf [106], состояла в испытании и тестировании феноменологического

описания плотности уровней в рамках ОСМ. Эта задача, если не считать очень приближенную оценку коллективных и оболочечных эффектов в [231], поставлена в [234] впервые. В работах [106, 230–232, 235] использовались более грубые модели плотности уровней и множественности испускания нейтронов.

Пусть энергия возбуждения E^* ядра A достаточна для испускания одного нейтрона, а эмиссия заряженных частиц подавлена кулоновским барьером, тогда в приближении малых угловых моментов модели испарения Вайскопфа [87] спектр нейтронов описывается соотношением

$$\Phi_1(E, E^*, \tilde{a}) = \frac{g_n k_n^2(E) s_{cn}(E, U_1) r_n(U_1, \tilde{a}) dE}{\sum_{x=g, n} \int_0^{E_x^{\text{макс}}} g_x k_x^2(E) s_{cx}(E, U_1) r_x(U_1, \tilde{a}) dE}. \quad (3.26)$$

Здесь $g_x k_x^2(E) = \begin{cases} (2s_n + 1)(2m_n E) / \mathbf{h}^2 & \text{для нейтронов,} \\ 2(E / \mathbf{hc})^2 & \text{для } g\text{-квантов,} \end{cases}$

где s_n , m_n – соответственно спин и масса нейтрона, E – энергия вылетающего нейтрона или γ -кванта, $r_x(U_1, \tilde{a})$ – плотность уровней остаточного ядра, образовавшегося после эмиссии нейтрона (ядро $A-1$) или γ -кванта (ядро A'), и

$$E_x^{\text{макс}} = \begin{cases} E^* - B_1 & \text{для нейтронов,} \\ E^* & \text{для } g\text{-квантов.} \end{cases}$$

Энергия возбуждения E^* исходного ядра A и энергия U_1 остаточного ядра $A-1$ связаны уравнением баланса $E^* = U_1 + E + B_1$ с энергией связи B_1 и кинетической энергией нейтрона E . Уравнение баланса для g -квантов представляется в виде $E^* = U_1 + E$. Сечение обратной реакции $s_{cx}(E, U_1)$ принимают равным сечению образования составного ядра $s_{cx}(E, 0)$, которое для нейтронов рассчитывают по оптической модели. Для оценки $s_{cn}(E, 0)$ в [234] использовались соотношения работы [236]. Сечение фотопоглощения вычислялось по модели гигантского дипольного резонанса [237], согласно которой

$$s_{cg}(E, 0) = \frac{0.013A}{\Gamma_R} \frac{E^2 \Gamma_R^2}{(E^2 - E_R^2)^2 + E^2 \Gamma_R^2} \text{ (бн)} \quad (3.27)$$

с параметрами гигантского резонанса $\Gamma_R = 5$ МэВ, $E_R = 80/A^{1/3}$ МэВ. В действительности конкуренция g -квантов в интересующей нас области энергий

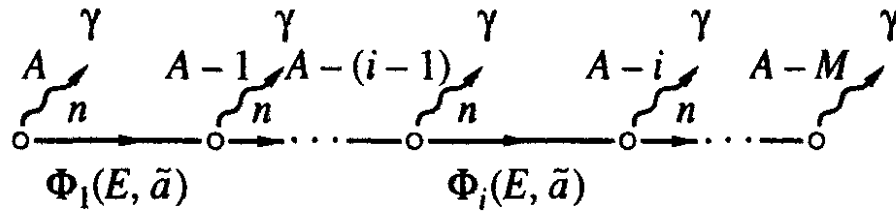


Рис. 3. 18. Эмиссионная цепочка из M нейтронов

вылетающих нейтронов $E = 0.12-12.0$ МэВ мала ($\Gamma_n \gg \Gamma_g$), и ее в принципе можно не учитывать; g -кванты испускаются преимущественно после окончания эмиссии нейтронов.

Если энергия возбуждения остаточного ядра достаточна для испускания следующего нейтрона, то соотношение (3.26) справедливо только для описания спектра первых нейтронов. Исходное возбужденное ядро A будет последовательно испускать тем большее число нейтронов $i = 1, 2, \dots, M$, чем выше его энергия возбуждения (как показано на рис. 3.18).

Для спектра i -х нейтронов $\Phi_i(E, \tilde{a})$ можно записать рекуррентное выражение

$$\Phi_i(E, \tilde{a}) dE = \left[\int_{E+B_1}^{U_{i-1}^{\max}} f_{i-1}(U_{i-1}) \Phi_1(E, U_{i-1}, \tilde{a}) dU_{i-1} \right] dE. \quad (3.28)$$

Здесь $f_{i-1}(U_{i-1})$ – распределение энергии возбуждения для ядер $A-(i-1)$, $U_{i-1} = U_i + E + B_i$, где B_i – энергия связи нейтрона в ядре $A-(i-1)$, $U_i = A-i$ – энергия возбуждения остаточного ядра $A-i$, $U_{i-1}^{\max} = E^* - \sum_{k=1}^{i-1} B_k$. Распределение $f_1(U_1)$ для ядер $A-1$, учитывая, что $E = E^* - B_1 - U_1$, можно получить из соотношения (3.26), как $\Phi_1(E, \tilde{a}) = \Phi_1(E^* - U_1 - B_1, \tilde{a}) = f_1(U_1)$, а $f_i(U_i)$ для $i \geq 2$ следует из (3.28).

Полный спектр нейтронов для эмиссионной цепочки с максимальным энергетически возможным числом нейтронов M находится как сумма

$$N_M(E, \tilde{a}) dE = \sum_{i=1}^M \Phi_i(E, \tilde{a}) dE, \quad (3.29)$$

где распределения $\Phi_i(E, \tilde{a})$ определяются для $i = 1$ согласно (3.27), для $i \geq 2$ – согласно (3.28). Параметр \tilde{a} в (3.29) относится к остаточному ядру $A-1$, образовавшемуся после излучения первого нейтрона, а для остальных ядер $A-i$ ($i \geq 2$) параметры $\tilde{a}(A-i)$ определялись как

$$\tilde{a}(A-i) = \frac{A-i}{A-1} \tilde{a}(A-1)$$

Интеграл по спектру (3.29) определяет среднюю нейтронную множественность

$$\bar{M}(E_M^*) = \int_0^{E_M^*} N_M(E, \tilde{a}) dE \quad (3.30)$$

как функцию энергии возбуждения E_M^* , при которой реализуется эмиссионная цепочка из M нейтронов. Зависимость $\bar{M}(E_M^*)$ на рис. 3.19, рассчитанная согласно (3.30) для ядра с массовым числом $A = 118$, представляет собой ступенчатую

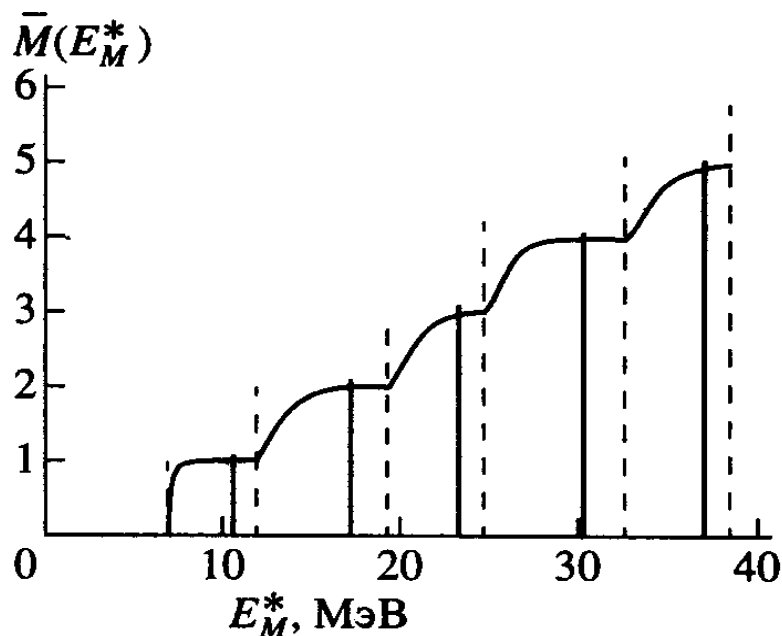


Рис. 3.19. Множественность нейтронов $\bar{M}(E_M^*)$ как функция энергии возбуждения E_M^* ядра $A = 118$. Штриховыми вертикальными линиями показаны энергетические пороги $E_{th}^*(M)$ образования эмиссионных цепочек с максимальным числом нейтронов M от 1 до 6, а сплошными вертикальными линиями – средние энергии возбуждения $\langle E_M^* \rangle$ для эмиссии M нейтронов от 1 до 5 в порядке возрастания E_M^*

функцию со сглаженными краями ступенек.

Выбор $A = 118$ на рис. 3.19 сделан в интересах дальнейшего анализа. Именно у осколков спонтанного деления ^{252}Cf с таким массовым числом, в дальнейшем обозначенным A_k , высокий выход МНД, в связи с чем результаты расчетов для $A_k = 118$ широко использовались в данном анализе в качестве примеров. Значение $\bar{M}(E_M^*)$ изменяется от $M - 1$ до M при изменении E_M^* от порога $E_{\text{th}}(M) = \sum_{i=1}^M B_i$ эмиссионной цепочки из M нейтронов до следующего порога $E_{\text{th}}(M + 1) = \sum_{i=1}^{M+1} B_i$ эмиссионной цепочки из $M+1$ нейтронов. На рис. 3.19 пороги показаны штриховыми линиями. Экспериментальная информация о спектрах МНД в с. ц. м. для каждой отдельной массы A_k осколков спонтанного деления ^{252}Cf [106] в окончательном виде представлена матрицей чисел нейтронов $S(E_i, \text{TKE}_j, A_k)$, где $E_i = 0.25(i - 0.5)$ МэВ, $\text{TKE}_j = 2.1286(j - 0.5 + 49)$, $i, j = 1-64$, заключенных в интервалах кинетической энергии нейтронов от $E_i - \Delta E / 2$ до $E_i + \Delta E / 2$ ($\Delta E = 0.25$ МэВ) и полной кинетической энергии осколков от $\text{TKE}_j - \Delta \text{TKE} / 2$ до $\text{TKE}_j + \Delta \text{TKE} / 2$ ($\Delta \text{TKE} = 2.1286$ МэВ). Спектр МНД для разных диапазонов от TKE_m до TKE_n определяется суммой

$$N_{mn}(E_i, A_k) = \frac{1}{\Delta E} \sum_{j=m}^n S(E_i, \text{TKE}_j, A_k) \quad (3.31)$$

Экспериментальный выход нейтронов (представлен в качестве примера на рис. 3.20, а)

$$Y(\text{TKE}_j, A_k) = \sum_{i=1}^{64} S(E_i, \text{TKE}_j, A_k) \quad (3.32)$$

как функцию TKE_j , для массы $A_k = 118$ можно описать гауссовым распределением, что вполне приемлемо для целей данного анализа (в действительности выход есть линейная комбинация гауссианов согласно зарядовому расщеплению данной массы A_k). Средняя множественность нейтронов деления $\bar{n}_i = \bar{n}(\text{TKE}_j, A_k)$ (рис. 3.20, б) в пределах экспериментальных погрешностей приближенно описывается линейной

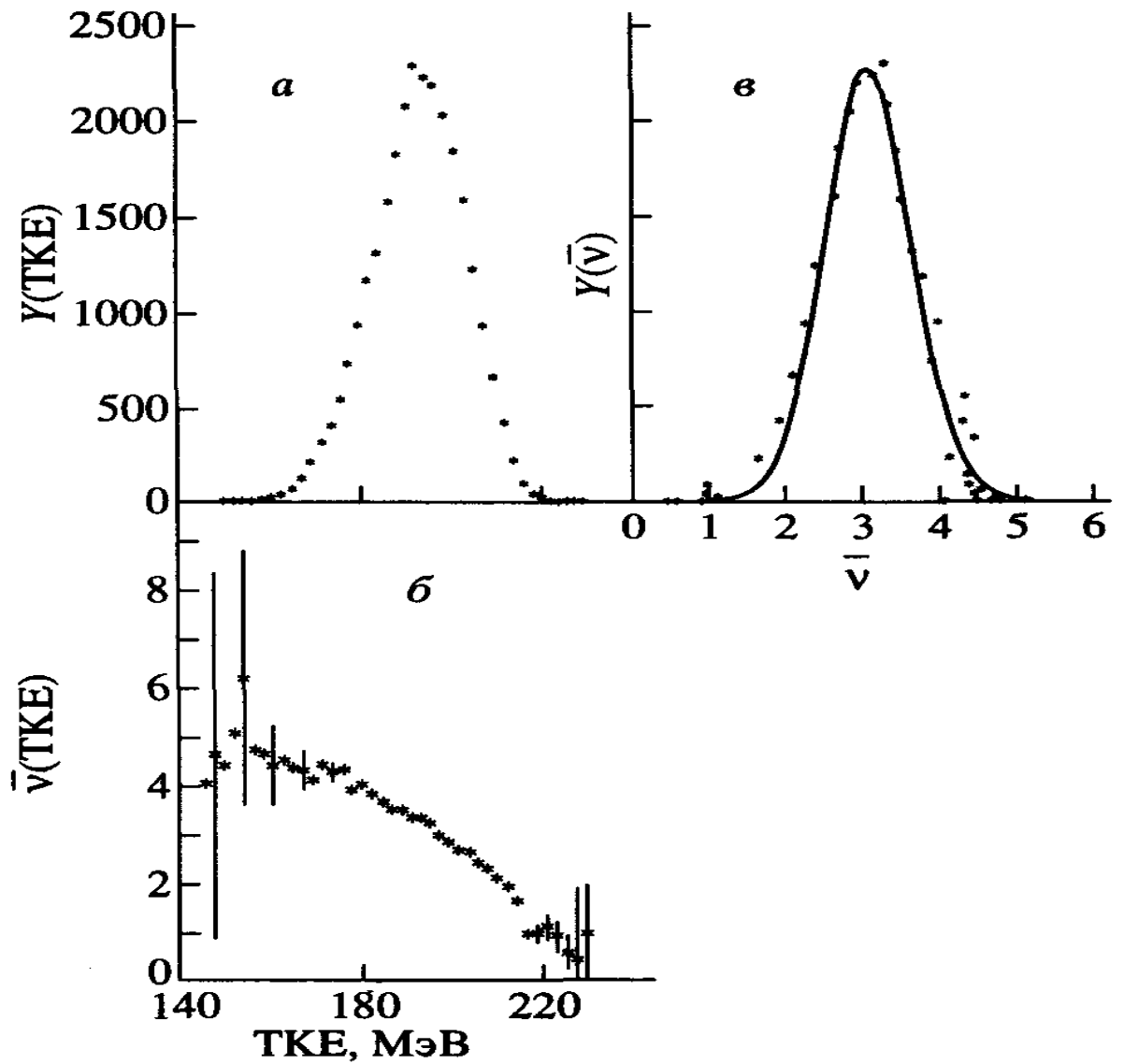


Рис. 3.20. Экспериментальные распределения нейтронов из осколков $A_k = 118$: *a* – выход МНД $Y(\text{TKE})$ как функция полной кинетической энергии ТКЕ; *б* – средняя множественность МНД $\bar{\nu}(\text{TKE})$ в зависимости от ТКЕ; *в* – выход МНД $Y(\bar{\nu})$ как функция множественности нейтронов $\bar{\nu}$ и его аппроксимация гауссианом $G(\bar{\nu}, \langle \bar{\nu} \rangle)$ (сплошная кривая)

зависимостью. Распределение выхода нейтронов $Y(\bar{n}_j, A_k)$ в зависимости от средней нейтронной множественности \bar{n}_j , полученное заменой переменной TKE_j в (3.32) на экспериментальное значение \bar{n}_j в соответствии с зависимостью на рис. 3.20, б, а также аппроксимация выхода функцией Гаусса $G(\bar{n}, \langle \bar{n} \rangle)$ показаны на рис. 3.20, в для $A_k = 118$.

Спектру МНД со средней нейтронной множественностью \bar{n} из осколков массы A_k , измеренному для значения TKE , соответствует величина полной энергии возбуждения двух дополнительных осколков $E_{\text{tot}}^* = E^*(A_k) + E^*(A - A_k)$. Про энергию возбуждения $E^*(A_k)$ осколка A_k , знание которой требуется для теоретического описания спектра МНД, можно лишь сказать, что она изменяется в интервале $0 \leq E^*(A_k) \leq E_{\text{tot}}^*$ и на ее наиболее вероятное значение указывает величина $\bar{n}(\text{TKE})$. Экспериментальная зависимость средней нейтронной множественности $\bar{n}(\text{TKE}_j)$ от полной кинетической энергии TKE_j , представленная на рис. 3.20, б для массы $A_k = 118$, показывает, что распределение энергии возбуждения для этих осколков дает возможность образовать эмиссионные цепочки с максимальным числом нейтронов от $M = 1$ до $M \sim 5$, формирующие распределение $\bar{n}(\text{TKE}_j)$. Для каждого значения TKE_j можно указать две наиболее вероятные цепочки, дающие основной вклад в $\bar{n}(\text{TKE}_j)$. Например, для $\text{TKE}_j = 201.1$ МэВ цепочки с $M_1 = 2$ и $M_2 = 3$ дают преобладающий вклад в $\bar{n}_j = 2.71$, если предположить, что распределение энергии возбуждения для данного значения TKE_j , имеет вид гауссиана. Реально наблюдаемая зависимость $\bar{n}(\text{TKE}, A_k)$ и распределение $\bar{M}(E_M^*, A_k)$ (рис. 3.19) связаны соотношением

$$\bar{n}(\text{TKE}, A_k) = \int_0^{E_{\text{tot}}^*} \bar{M}(E_M^*, A_k) w(E_M^*, \text{TKE}, A_k) dE_M^*, \quad (3.33)$$

где $w(E_M^*, \text{TKE}, A_k)$ – распределение энергии возбуждения E_M^* осколков с массовым числом A_k для данного значения TKE . Оно сглаживает ступенчатую

зависимость на рис. 3.19 при переходе от \bar{M} к \bar{n} (рис.3.20, б). Отсутствие прямой информации о функции распределения w в (3.33) вынуждает проводить статистический анализ спектров МНД по исследованию плотности уровней для средних величин энергий возбуждения. В пределах каждой ступеньки (от $E_{th}^*(M)$ до $E_{th}^*(M+1)$) зависимости средней множественности нейтронов M от энергии возбуждения осколка E_M^* определим среднюю энергию возбуждения

$$\langle E_M^* \rangle = \sum_{i=1}^M \bar{B}_i + \frac{\bar{B}_{M+1}}{2} + \bar{E}, \quad (3.34)$$

где \bar{B}_i – энергии связи нейтронов, усредненные по распределению заряда осколков с заданной массой A_k [238], \bar{E} – средняя кинетическая энергия нейтрона, испущенного из осколка, $\bar{E}_g = \bar{B}_{M+1}/2$ – средняя энергия, уносимая g - квантами из осколка. Величины средней множественности нейтронов M для средних значений энергий возбуждения $\langle E_M^* \rangle$, показанные на рис. 3.19 сплошными вертикальными линиями, с достаточной точностью можно принять равными соответствующим целым числам M .

Среднее число $\langle \bar{n} \rangle_{M M+1}$ по интервалу множественности нейтронов от $\bar{n}_1 = M$ до $\bar{n}_2 = M + 1$ (рис. 3.20, б) можно записать в виде

$$\langle \bar{n} \rangle_{M M+1} = \int_M^{M+1} G(\bar{n}, \langle \bar{n} \rangle) \bar{n} d\bar{n} / \int_M^{M+1} G(\bar{n}, \langle \bar{n} \rangle) d\bar{n}. \quad (3.35)$$

Очевидно, что основной вклад в интервал средней нейтронной множественности \bar{n} от M до $M + 1$ дают спектры нейтронов $N_M(E, \tilde{\alpha})$ и $N_{M+1}(E, \tilde{\alpha})$ с $\bar{M}(\langle E_M^* \rangle) \cong M$ и $\bar{M}(\langle E_{M+1}^* \rangle) \cong M + 1$. Тогда среднее число нейтронное $\langle \bar{n} \rangle_{M M+1}$ можно представить комбинацией целых чисел M и $M + 1$:

$$\langle \bar{n} \rangle_{M M+1} = M p_M(M, M + 1) + (M + 1) p_{M+1}(M, M + 1), \quad (3.36a)$$

$$p_M(M, M + 1) + p_{M+1}(M, M + 1) = 1. \quad (3.36b)$$

Из соотношений (3.35) и (3.36a), (3.36b) определяются парциальные вклады $p_M(M, M + 1)$ и $p_{M+1}(M, M + 1)$ спектров нейтронов $N_M(E, \tilde{\alpha})$ и $N_{M+1}(E, \tilde{\alpha})$ эмиссионных цепочек с максимальным числом нейтронов M и $M + 1$. Спектр МНД

и выход нейтронов, соответствующие интервалу \bar{n} от M до $M + 1$, запишутся как

$$N_{MM+1}(E, \tilde{a}) = C_{MM+1} [p_M(M, M+1)N_M(E, \tilde{a}) + p_{M+1}(M, M+1)N_{M+1}(E, \tilde{a})], \quad (3.37a)$$

$$Y_{MM+1} = \int N_{MM+1}(E, \tilde{a}) dE = C_{MM+1} \langle \bar{n} \rangle_{MM+1}, \quad (3.37b)$$

где C_{MM+1} – число возбужденных ядер-осколков A_k ответственных за спектр нейтронов в интервале \bar{n} от M до $M + 1$. Соотношения, аналогичные (3.36a), (3.37a), (3.37b), но только для полного спектра МНД из всех осколков массы A_k , имеют вид

$$\langle \bar{n} \rangle = \sum_M M \tilde{P}_M, \quad (3.38a)$$

$$N_{\text{tot}}(E, \tilde{a}) = C \sum_M \tilde{P}_M N_M(E, \tilde{a}), \quad (3.38b)$$

$$Y = C \langle \bar{n} \rangle = \int N_{\text{tot}}(E, \tilde{a}) dE, \quad (3.38b)$$

где $\langle \bar{n} \rangle$ – средняя нейтронная множественность из осколков с массовым числом A_k (средняя множественность по всему распределению $G(\bar{n}, \langle \bar{n} \rangle)$), C – полное число ядер-осколков с массовым числом A_k , \tilde{P}_M – парциальный вклад спектра нейтронов $N_M(E, \tilde{a})$ эмиссионной цепочки с максимальным числом нейтронов M в полный спектр. Запишем очевидное равенство

$$\frac{Y}{\langle \bar{n} \rangle} \sum_M M \tilde{P}_M = \sum_M \frac{Y_{MM+1}}{\langle \bar{n} \rangle_{MM+1}} \times [M p_M(M, M+1) + (M+1) p_{M+1}(M, M+1)]. \quad (3.39)$$

Приравнивая коэффициенты при одинаковых значения M , получим выражение для определения парциальных вкладов \tilde{P}_M :

$$\tilde{P}_M = \frac{\langle \bar{n} \rangle}{Y} \left[\frac{Y_{M-1M}}{\langle \bar{n} \rangle_{M-1M}} p_M(M-1, M) + \frac{Y_{MM+1}}{\langle \bar{n} \rangle_{MM+1}} p_M(M, M+1) \right]. \quad (3.40)$$

Значения $\langle \bar{n} \rangle$, Y , $\langle \bar{n} \rangle_{MM+1}$, Y_{MM+1} полностью определяются распределением выхода нейтронов $Y(\bar{n}_j, A_k)$ в зависимости от величины средней множественности \bar{n}_j (см. рис. 3.20, б). Соотношениям (3.37a) и (3.38b) соответствуют экспериментальные спектры МНД $N_{MM+1}^{\text{exp}}(E_i, A_k)$ (3.31) и

$N_{\text{tot}}^{\text{exp}}(E_i, A_k) = \sum_M N_{MM+1}^{\text{exp}}(E_i, A_k)$ соответственно. При подгонке выражений (3.37a) и (3.386) к экспериментальным спектрам МНД $N_{MM+1}^{\text{exp}}(E_i, A_k)$ и $N_{\text{tot}}^{\text{exp}}(E_i, A_k)$ с помощью поисковой процедуры минимизации квадратичной суммы χ^2 определялись асимптотические значения параметра плотности уровней \tilde{a} и соответствующие коэффициенты C_{MM+1} и C .

Примеры описания, экспериментальных спектров МНД $N_{23}^{\text{exp}}(E_i, 118)$, $N_{34}^{\text{exp}}(E_i, 118)$ с помощью соотношения (3.37a) и полного спектра МНД $N_{\text{tot}}^{\text{exp}}(E_i, 118)$ выражением (3.386) приведены, для массового числа 118 на рис. 3.21. Наилучшее описание спектров достигается при $\tilde{a}_{23} = 9.8 \text{ МэВ}^{-1}$, $\tilde{a}_{34} = 10.5 \text{ МэВ}^{-1}$, $\tilde{a}_{\text{tot}} = 10.0 \text{ МэВ}^{-1}$ соответственно для N_{23}^{exp} , N_{34}^{exp} и $N_{\text{tot}}^{\text{exp}}$. Приведенные величины получены в предположении, что ядро $A_k = 118$ является деформированным (обоснование см. ниже на рис. 3.22, б, в). Значения группируются в пределах 4%-ного отклонения от среднего значения $\langle \tilde{a} \rangle = 10.1 \text{ МэВ}^{-1}$. На рис. 3.21 также показаны вклады спектров эмиссионных цепочек с максимальным числом нейтронов M :

$\tilde{N}_2 = C_{23} p_2(2,3) N_2(E, \tilde{a}_{23})$ и $\tilde{N}_3 = C_{23} p_3(2,3) N_3(E, \tilde{a}_{23})$ – первый и второй члены в (3.37a) для спектра $N_{23}(E, \tilde{a}_{23})$, соответствующего интервалу \bar{n} от 2 до 3;

$\tilde{N}_3 = C_{34} p_3(3,4) N_3(E, \tilde{a}_{34})$ и $\tilde{N}_4 = C_{34} p_4(3,4) N_4(E, \tilde{a}_{34})$ – первый и второй члены в (3.37a) для спектра $N_{34}(E, \tilde{a}_{34})$, соответствующего интервалу \bar{n} от 3 до 4;

$\tilde{N}_M = C \tilde{P}_M N_M(E, \tilde{a}_{\text{tot}})$ ($M = 2-5$) – вклады спектров в полный спектр $N_{\text{tot}}(E, \tilde{a}_{\text{tot}})$, соответствующий интервалу \bar{n} от 2 до 5 (см. (3.386)). Основной вклад в $N_{\text{tot}}(E, \tilde{a}_{\text{tot}})$ дают \tilde{N}_3 – и \tilde{N}_4 –спектры (рис. 3.21, в). Вклад спектра эмиссионной цепочки из одного нейтрона \tilde{N}_1 , который меньше вклада спектра \tilde{N}_5 , не учитывался. Экспериментальные спектры N_{12}^{exp} и N_{45}^{exp} не анализировались из-за малой статистики счета, что соответствует крыльям распределения на рис. 3.20, б. На рис. 3.21, г отдельно показан спектр \tilde{N}_5 эмиссионной цепочки с максимальным

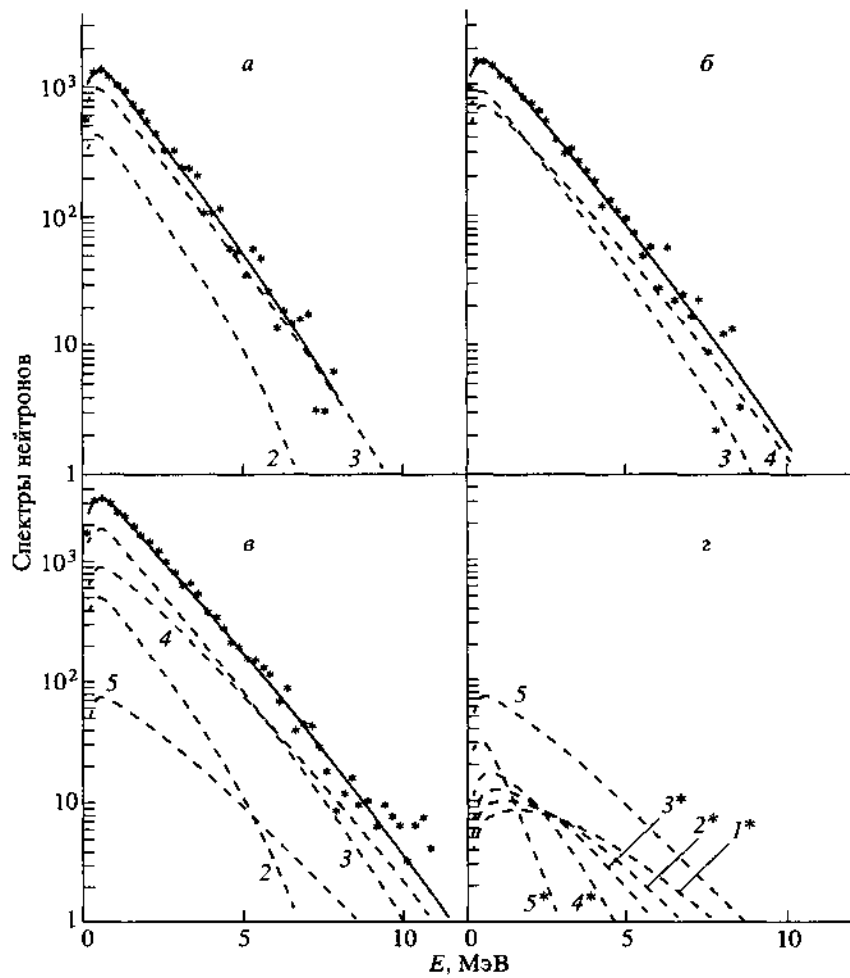


Рис. 3.21. Спектры МНД из осколков $A_k = 118$: а) спектр МНД $N_{23}^{\text{exp}}(E_i, 118)$ (*), соответствующий интервалу \bar{n} от 2 до 3: сплошная кривая – результат описания экспериментальных данных (3.37а), штриховые кривые 2 и 3 – вклады спектров \tilde{N}_2 и \tilde{N}_3 эмиссионных цепочек с максимальным числом нейтронов 2 и 3; б) то же, что и на рис. а, но для интервала \bar{n} от 3 до 4; в – полный спектр МНД $N_{\text{tot}}^{\text{exp}}(E_i, 118)$ (*): сплошная кривая – результат описания экспериментальных данных (3.38б), штриховые кривые 2–5 – соответственно вклады спектров $\tilde{N}_2, \tilde{N}_3, \tilde{N}_4$ и \tilde{N}_5 эмиссионных цепочек с максимальным числом нейтронов от 2 до 5; з) спектр \tilde{N}_5 тот же, что и на рис. в (штриховая кривая 5), штриховые кривые 1*–5* – компоненты спектра \tilde{N}_5 от спектра первого нейтрона $\tilde{\Phi}_1(E)$ до пятого $\tilde{\Phi}_5(E)$ (см. (3.29))

числом нейтронов $M = 5$ и его составляющие компоненты: от спектра первого нейтрона $\tilde{\Phi}_1$ до спектра пятого нейтрона $\tilde{\Phi}_5$ (см. (3.29)).

Подгонка соотношений (3.37а), (3.38б) к экспериментальным спектрам МНД осуществлялась в двух предположениях:

- 1) все осколки считались деформированными, $n = 1$ в (3.12) для $r(U, 0)$,
- 2) все осколки считались сферическими, $n = 2$ в (3.12) для $r(U, 0)$.

Оболочечная поправка $dW(Z, A)$, необходимая для определения энергетической зависимости $a(U)$ (2.40), вычислялась для соответствующих осколков спонтанного деления ^{252}Cf согласно [29, 30]. Поведение dW в зависимости от массового числа осколков показано на рис. 3.22, а. Полученные значения $\tilde{a}_{\text{МНД}}$ из анализа спектров МНД для $n = 1$ и $n = 2$ в (3.12) в зависимости от A вместе с зависимостью (3.2) при $a_s = 0$, т.е.

$$\tilde{a} = a_v A, \quad (3.41)$$

для трех теоретических оценок $a_v = a_{\text{квазикл}} = 0.073 \text{ МэВ}^{-1}$, $a_{\text{ВС}} = 0.090 \text{ МэВ}^{-1}$ и $a_{\text{Н}} = 0.105 \text{ МэВ}^{-1}$ представлены на рис. 3.23, а. Основная масса экспериментальных точек располагается в пределах теоретических оценок. На вопрос, какие ядра следует отнести к деформированным, а какие к сферическим в исследуемой нами области значений A , можно ответить на основании результатов расчетов [29, 30, 239] равновесной деформации ядер e_0 , представленной на рис. 3.22, б, в. На рис. 3.22, в дана карта равновесной деформации ядер-осколков $|e_0| = f(N, Z)$ согласно результатам [239]. На этом рисунке также показаны область, соответствующая ядрам-осколкам для спонтанного деления ^{252}Cf , и линия b -стабильности $N - Z = 0.4A^2 / (A + 200)$. На рис. 3.22, б показана деформация $|e_0| = f(A)$ для тех же ядер-осколков. Изучая рис. 3.22, б, в, можно выделить три характерные области ядер: две области $95 \leq A \leq 120$ и $A \geq 140$, где ядра деформированные, и область в окрестности дваждымагического ядра $Z = 50, N = 82$, где ядра сферические.

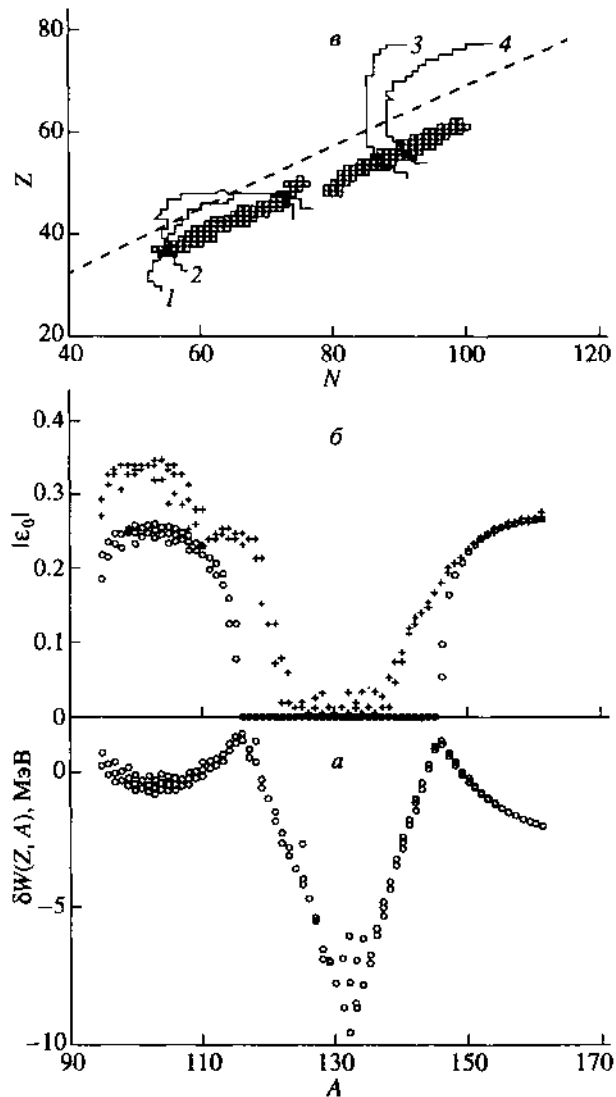


Рис. 3.22. *a*– оболочечная поправка согласно [29, 30]. Несколько точек для фиксированного значения A соответствуют разным значениям Z ; *b*– - равновесная деформация $|e_0| = f(A)$ как функция массового числа осколков A , точки: \circ – [29,30], $+$ – [239]; *c* – карта равновесной деформации $|e_0| = f(N, Z)$ согласно [239]; область между кривыми 1 и 2; 3 и 4 соответствует деформациям $0.1 \leq |e_0| \leq 0.2$, области внутри кривой 2 и кривой 4 соответствуют деформациям $|e_0| > 0.2$ \square – область осколков спонтанного деления ^{252}Cf , штриховая кривая – линия *b*-стабильности

Феноменологическая модель [29, 30] и более последовательный микроскопический-макроскопический метод Струтинского [25], применяемый в [239], дают несколько отличающиеся зависимости $|e_0(A)|$, по-разному очерчивающие указанные области: с резкими границами [29, 30] и более размытыми [239]. В принципиальном аспекте (относительно существования трех характерных областей ядер-осколков) оба предсказания одинаковы. Экспериментально наблюдаемые ротационные полосы для масс осколков спонтанного деления ^{248}Cm в окрестности ядра с массовым числом 100 [240] дают наиболее прямое подтверждение теоретических предсказаний [29, 30, 239] о деформированности нейтроноизбыточных ядер в этой области масс. Принимая во внимание результаты расчетов [29, 30, 239] равновесной деформации $|e_0(A)|$ на рис. 3.22, б, в и учитывая размытость границ при переходе от сферических ядер к деформированным, представим зависимость $\tilde{a}_{\text{МНД}}(A)$, как показано на рис. 3.23, б, в виде трех “отрезков” зависимости $\tilde{a}(A)$, взятых из рис. 3.23, а соответственно рассмотренной классификации ядер по деформации основных состояний. Такое представление имеет определенный недостаток, связанный с дискретностью адиабатического описания $K_{\text{рот}}(U)$ согласно (2.43а), (2.43б). От него, в принципе, можно избавиться, если учесть зависящее от деформации затухание ротационной моды (см., например, [55]).

Описание по методу наименьших квадратов полученных согласно (3.41) и показанных на рис. 3.23, б значений $\tilde{a}(A)$ приводит к значению $\tilde{a}_{\text{МНД}}^{\text{ОСМ}} = 0.082 \text{ МэВ}^{-1}$, которое хорошо согласуется с двумя другими независимыми определениями этой величины. Первая, приведенная выше, следует из систематики плотности нейтронных резонансов $\tilde{a}_{\text{ПНР}}^{\text{ОСМ}} = 0.093 \text{ МэВ}^{-1}$ [87], вторая была получена из анализа энергетической зависимости вероятности деления сферических ядер (ДСЯ) в районе Рb (см. ниже), который дал среднее значение $a_{\text{ДСЯ}}^{\text{ОСМ}} = 0.086 \text{ МэВ}^{-1}$ [241]. Все три экспериментальных значения $a_i^{\text{ОСМ}}$, близки к теоретическому значению $a_{\text{ВС}} = 0.090 \text{ МэВ}^{-1}$ для реалистического потенциала

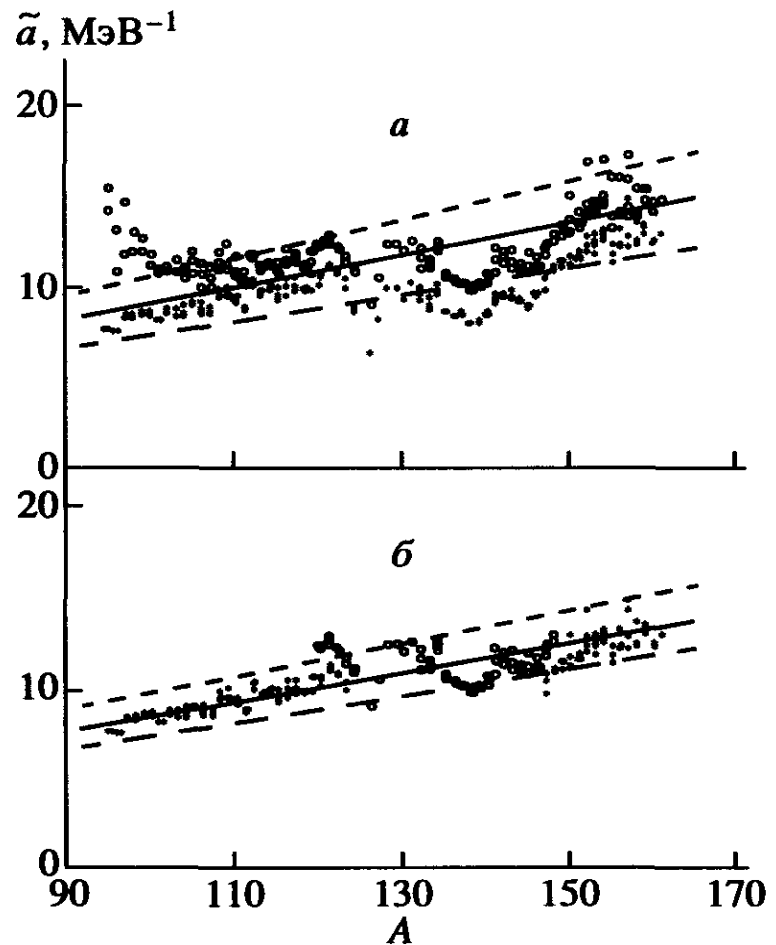


Рис. 3.23. Асимптотический параметр плотности уровней $\tilde{a}(A)$, *a* – значения $\tilde{a}_{\text{МНД}}$, полученные из спектров МНД. Точки: \circ – при анализе спектров МНД все осколки считались сферическими, $*$ – деформированными, штриховая линия с длинным штрихом – $\tilde{a} = 0.073 A$, сплошная линия – $\tilde{a} = 0.090 A$, штриховая линия с коротким штрихом – $\tilde{a} = 0.105 A$; *б* – зависимость параметра $\tilde{a}_{\text{МНД}}(A)$, реконструированная из рис. 3.23, *a* согласно классификации ядер-осколков по деформациям основного состояния (см. рис. 3.22, *б* и *в*): сплошная линия – результат подгонки (3.2) ($a_V = 0.073 \text{ МэВ}^{-1}$, $a_S = 0.050 \text{ МэВ}^{-1}$) к экспериментальным точкам ($*$, \circ), линия с коротким штрихом – систематика [88] ($a_V = 0.073 \text{ МэВ}^{-1}$, $a_S = 0.115 \text{ МэВ}^{-1}$), штриховая линия с длинным штрихом – квазиклассическая оценка (3.3) ($a_V = 0.073 \text{ МэВ}^{-1}$, $a_S = 0$)

Вудса-Саксона.

Выше рассматривалась простейшая параметризация (3.41) для A -зависимости асимптотического параметра плотности уровней \tilde{a} . Учет конечных размеров ядра приводит к более сложной зависимости (см. [185]), в которой обычно удерживаются объемный ($\sim A$) и поверхностный ($\sim A^{2/3}$) члены, (3.2). Из анализа тех же экспериментальных данных, например плотности нейтронных резонансов или спектрах МНД, трудно надежно определить оба параметра a_V и a_S . В сравнении с определением параметра a в (3.41) эта задача намного сложнее, так как различие в A -зависимости слагаемых (3.2) невелико ($\sim A^{1/3}$). Для этого потребовались бы экспериментальные данные в широкой области A и высокой точности. Даже данные о ПНР не вполне удовлетворяют этим требованиям [191]. Чтобы уменьшить неопределенность анализа в (3.2), фиксировалась величина $a_V = a_{\text{квазикл}} = 0.073$ МэВ⁻¹, что привело в систематике [88] к значению $a_S = 0.115$ МэВ⁻¹ (кривая с короткими штрихами на рис. 3.23, б), близкому к теоретической оценке $a_S = 0.095$ МэВ⁻¹ [188]. Однако это соответствие, как показано в [191], едва ли обеспечено реальной точностью анализа. Поэтому полученное в нашей работе [234] значение $a_S = 0.050$ МэВ⁻¹ при $a_V = 0.073$ МэВ⁻¹ (сплошная линия на рис. 3.23, б) следует рассматривать не как расхождение с [88], а, скорее, как свидетельство трудностей исследования зависимости (3.2).

Таким образом, экспериментальная зависимость параметра $\tilde{a}_{\text{МНД}}(A)$ находится в разумном соответствии с результатами теоретических расчетов равновесной деформации e_0 , которые показывают, что существуют две области деформированных ядер и между ними – область сферических ядер для исследуемых массовых чисел осколков деления.

Три независимых источника информации об \tilde{a} - параметре: значение $\tilde{a}_{\text{МНД}}(A)$ – из анализа спектров МНД в рамках ОСМ, значение $\tilde{a}_{\text{ПНР}}(A)$, полученное из подгонки соотношений ОСМ для плотности уровней к экспериментальным данным для плотности нейтронных резонансов, и значение $\tilde{a}_{\text{ДСЯ}}(A)$ – из анализа

энергетической зависимости вероятности деления сферических ядер в районе Рb – согласуются с теоретическими оценками величины параметра \tilde{a} . Это согласие показывает, что все основные представления о структуре возбужденных состояний ядер достаточно полно отражены в феноменологическом варианте ОСМ плотности ядерных уровней.

Для дальнейшего развития систематики ОСМ несомненную ценность представляло бы включение в анализ затухания ротационных мод и расширение экспериментальной информации о спектрах МНД в сторону меньших значений A от точки $A \sim 95$ и в сторону больших значений A от точки $A \sim 160$. В области легких ядер-осколков перспективны измерения на тепловых нейтронах, например, для ядра-мишени ^{235}U .

§3.4. Анализ делимости ядер

В работе [241] обращается внимание на то, что при определенных условиях описание вероятности деления обладает достаточно высокой чувствительностью к параметру \tilde{a} , и эта возможность используется для его “экспериментальной” оценки. На рис. 3.24 продемонстрировано влияние основных параметров $a = \tilde{a}/A$ и $d = \Delta_0\sqrt{A}$ на плотность уровней $r(U,0)$ для гипотетического деформированного четно-четного ядра с $A=200$, $dW=0$ и параллельным моментом инерции, равным половине сферического. На рис. 3.24 (вверху) показана энергетическая зависимость плотности уровней $r(U,0)$, на рис. 3.24 (внизу) – ее чувствительности к изменению указанных параметров, представленные в виде производных $x_r^a = \partial \ln r / \partial a$ и $x_r^d = \partial \ln r / \partial d$.

Из рис. 3.24 следует, что эффект, связанный с существованием фазового перехода и незаметный непосредственно в плотности уровней, отчетливо проявляется в чувствительностях x_r^a и x_r^d . Первая – положительна и монотонно увеличивается с энергией возбуждения, вторая – отрицательна (на рис.3.24 дан $|x_r^d|$) и имеет максимум при $U \cong U_c$. Отметим, что в критической точке чувствительность x_r^a испытывает скачок, в результате чего

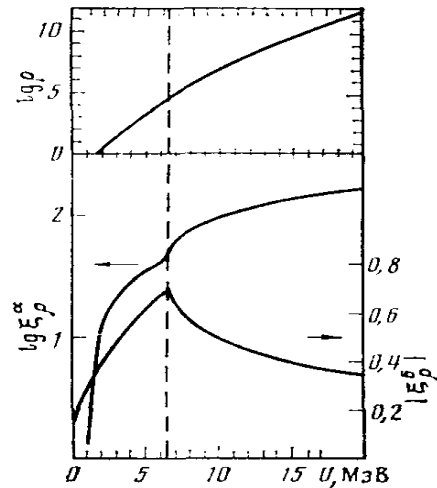


Рис. 3.24. Энергетические зависимости плотности уровней $r(U,0)$ (МэВ^{-1}) и ее логарифмических производных по параметрам $a = a/A$ (МэВ^{-1}) и $d = \Delta_0 \sqrt{A}$ (МэВ) – чувствительностей $x_r^a(U)$ (МэВ) и $x_r^d(U)$ (МэВ^{-1}) (см. текст). Штриховая линия соответствует критической энергии фазового перехода U_c . Здесь и на рис. 3.25 стрелки указывают оси для считывания значений с кривых

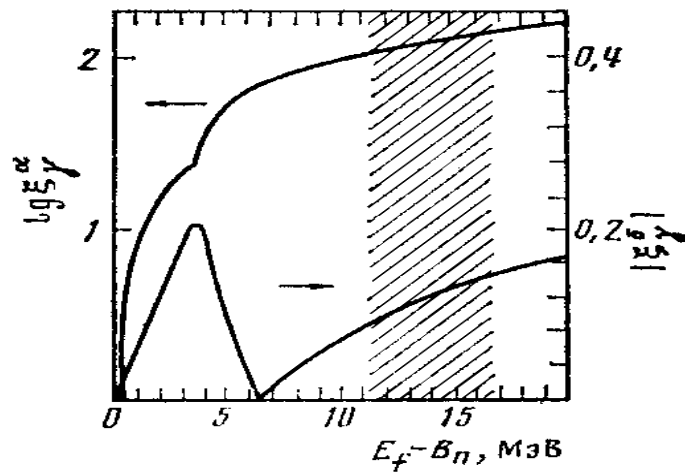


Рис. 3.25. Чувствительности x_g^a и x_g^d (МэВ) и x_g^d (МэВ^{-1}) отношения $g = \Gamma_n / \Gamma_f$ средних нейтронной и делительной ширин к изменению параметров a и d как функции разности порогов деления и эмиссии нейтрона $E_f - B_n$. Заштрихована область исследуемых ядер (см. текст)

$x_r^a(U < U_c) < x_r^a(U > U_c)$, причем неравенство быстро усиливается при увеличении $|U - U_c|$ что отмечалось также в [144].

Знание характеристик x_r^i ($i = a$ и d) важно для оценки чувствительности наблюдаемых сечений деления $S_f(E^*)$ к рассматриваемым параметрам. С этой целью исследуется более удобная, чем $S_f(E^*)$, безразмерная величина – делимость ядра

$$P_f(E^*) = \frac{S_f(E^*)}{S_c(E^*)} = \left\langle \frac{\Gamma_f^J(E^*)}{\Gamma_t^J(E^*)} \right\rangle \cong [1 + \Gamma_n^0(E^*)/\Gamma_f^0(E^*)]^{-1}, \quad (3.42)$$

где E^* и $S_c(E^*)$ – соответственно энергия возбуждения и сечение образования составного ядра, $\Gamma_f^J(E^*)$ и $\Gamma_t^J(E^*)$ – средние делительная и полная ширины его распада, угловые скобки обозначают усреднение по J . В приближенной части соотношения (3.42) пренебрегли всеми ширинами, кроме делительной и нейтронной (т. е. $\Gamma_t^J \approx \Gamma_f^J + \Gamma_n^J$), а также зависимостью их отношения от углового момента, что равносильно предположению $J=0$ (подробнее см. в [179, 242]). В этом случае отношение средних нейтронной и делительной ширин, полностью определяющее $P_f(E^*)$, можно представить

таким образом:

$$g(E^*) = \frac{\Gamma_n^0(E^*)}{\Gamma_f^0(E^*)} = \frac{2A^{2/3}}{k} \left[\int_0^{E^* - B_n} (E^* - B_n - U) r_n(U, 0) dU \right] \left/ \left[\int_0^{E^* - E_f} T_f(U) r_f(U, 0) dU \right] \right. \cong \frac{2A^{2/3} \bar{E}}{k} \frac{r_n(E^* - B_n, 0)}{r_f(E^* - E_f, 0)} \infty \frac{K_{\text{пот}, n}(E^* - B_n) r_{\text{вн}}(E^* - B_n, 0)}{K_{\text{пот}, f}(E^* - E_f) r_{\text{вн}}(E^* - E_f, 0)}, \quad (3.43)$$

где $r_f(U, 0)$ и $r_n(U, 0)$ – соответственно плотности уровней делящегося ядра в переходном состоянии (седловой точке) и остаточного ядра после эмиссии нейтрона с энергией $E = E^* - B_n - U$, E_f и $T_f(U)$ – высота и проницаемость

барьера деления, $k = \mathbf{h}^2 / 2m_0 r_0^2$, а в приближенном равенстве отношения

интегралов $\int_0^{U_i^{\max}} r(U) dU$ от экспоненциально возрастающих с U

подынтегральных функций заменено отношением их значений для верхних пределов $r_i(U_i^{\max}, 0)$.

При анализе конкретных экспериментальных данных о $S_f(E^*)$ или $P_f(E^*)$ обычно интересуются чувствительностью к разнице или отношению параметров \tilde{a}_f и \tilde{a}_n , Δ_0^f и Δ_0^n и других в предположении, что о $r_n(U, J)$ все известно (см. например, [50, 152, 179, 242]). Вопрос, на который хотели получить ответ в [241], ранее не исследовался: какова чувствительность отношения g к абсолютным величинам \tilde{a} и Δ_0 , т. е. при условии $\tilde{a}_f / \tilde{a}_n = \Delta_0^f / \Delta_0^n = 1$. Ради удобства предположим, что $r_f(U, 0) = r_n(U, 0) = r(U, 0)$, и проведем расчет $g(E^*)$, $\partial \ln g / \partial a$ и $\partial \ln g / \partial d$ для рассматривавшегося выше гипотетического ядра. В дальнейшем рассматривается интервал $\Delta E^* = E^* - E_f \sim U_c \cong 6$ МэВ, соответствующий в тяжелых ядрах области первого плато $P_f(E^*)$. Поэтому зафиксируем энергию возбуждения над порогом деления на середине этого интервала, т. е. примем $\Delta E^* = 3$ МэВ. Тогда в соответствии со сделанными предположениями получим

$$\begin{aligned} x_g^a &= \frac{\partial \ln g(E^*)}{\partial a} = x_r^a(\Delta E^* + E_f - B_n) - x_r^a(\Delta E^*), \\ x_g^d &= \frac{\partial \ln g(E^*)}{\partial d} = x_r^d(\Delta E^* + E_f - B_n) - x_r^d(\Delta E^*). \end{aligned} \quad (3.44)$$

Результаты оценки $x_g^i(E^*)$ ($i = a$ или d) в соответствии с (3.44) представлены на рис. 3.25 в зависимости от разности $E_f - B_n$. Отметим, что в левой части нижней кривой $x_g^d(E^*) < 0$. Из кривых рис. 3.25 следует, что описание $g(E^*)$ (а тем более $P_f(E^*)$), поскольку $x_r^i = -(1 - P_f)x_g^i$ для трансактиниевых ядер ($E_f \cong B_n$, $P_f \leq 1$) практически нечувствительно к абсолютным величинам \tilde{a} и Δ_0 . Но, подчеркиваем еще раз, не к отношению или разнице параметров в делительном и нейтронном каналах. Чувствительность x_g^a быстро растет с

увеличением $E_f - B_n$, т. е. с уменьшением Z делящегося ядра (при этом $P_f \rightarrow g^{-1}$, $|x_r^i| \rightarrow |x_g^i|$) из чего можно заключить, что доактинидные ядра являются наиболее подходящими для оценки параметра \tilde{a} .

Наиболее удобны для такого анализа ядра в районе свинца – от ^{201}Tl до ^{213}At (соответствующий им интервал $E_f - B_n$ на рис. 3.25 заштрихован), для которых измерения сечений деления выполнены до порога деления [32]. Это позволяет в сравнении с более легкими ядрами значительно надежнее зафиксировать в анализе величину E_f , наиболее сильно влияющую на описание делимости и его параметры. Последнее обстоятельство при анализе конкретных ядер очень существенно, так как параметры E_f и \tilde{a} сильно коррелированы, и тем больше, чем менее протяжен и более далек от порога исследуемый участок энергий возбуждения [32, 195, 196, 243]. Далее, ядра в районе Рb в равновесном состоянии сферические, для которых $K_{\text{рот}}^n = 1$, что избавляет анализ от неопределенности, возникающей в общем случае при описании энергетической зависимости этого коэффициента. Так, в случае деформированных ядер в силу большой разницы $E_f - B_n \cong 15$ МэВ возник бы вопрос о применимости адиабатического приближения $K_{\text{рот}}^n = S_{\perp n}^2$ для нейтронного канала, который не получил пока удовлетворительного решения [32, 155]. По той же причине ограничивается в работе [241] область рассматриваемых энергий возбуждения по делительному каналу $E^* - E_f \leq 10$ МэВ. Анализ делимости указанных ядер в реакциях, с заряженными частицами в рамках ОСМ был выполнен в [32, 179, 242]. Он показал, что с параметрами $a_{\text{ОСМ}} = 0.093$ МэВ⁻¹, $d_n = 12$ МэВ, $d_f = 14$ МэВ может быть получено удовлетворительное глобальное описание $P_f(E^*, Z, A)$ в широкой области ядер и энергий возбуждения. В работе [241] на ограниченном, но самом благоприятном экспериментальном материале применили математически более строгую процедуру его обработки и реализовали ее так, чтобы извлекалась

информация о наиболее интересных параметрах и можно было бы оценить влияние на них других параметров и упрощающих предпосылок. При описании $P_f(E^*)$ использованы соотношения предыдущих работ [32, 179, 242], а подгонку соответствующего функционала под экспериментальные данные и поиск параметров производили с помощью программы FUMILI [244].

Выбор остановился на трех свободных параметрах \tilde{a}_n , E_f и Δ_0^f . В основной части расчетов для всей совокупности ядер, результаты которых приводятся в табл. 3.6, применялись следующие предположения о прочих параметрах описания $P_f(E^*)$: $\tilde{a}_f / \tilde{a}_n = 1.03$ [32], Δ_0^n вычислялось согласно (2.46) и значениям Δ_{0Z} и Δ_{0N} [154], для $K_{\text{выб}}(U)$ использовалась жидкокапельная оценка (2.44), для dW_n брались значения [29, 30], $dW_f = 0$,

Таблица 3.6

Параметры описания делимости ядер

Делящееся ядро	a , МэВ ⁻¹	d_f , МэВ	E_f , МэВ	
			[241]	[32]
²¹³ At	0.078	13.9	17.8	17.3
²¹² Po	0.077	17.6	19.3	19.6
²¹⁰ Po	0.083	15.6	21.1	21.2
²⁰⁸ Po	0.077	14.9	20.7	19.9
²⁰⁹ Bi	0.093	14.3	23.8	24.3
²⁰⁷ Bi	0.105	13.3	22.1	22.8
²⁰¹ Tl	0.087	13.9	23.2	23.1

Влияние исходных предположений на параметры ядер

Делящееся ядро	Предположение	Относительные изменения, %		
		a	d_f	E_f
^{210}Po	А. Исключение из анализа околопорогового участка шириной $\sim 2\Delta_0^f$	29	-11	1
^{207}Bi		-14	-10	2
^{201}Tl		-11	11	2
^{210}Po	Б. $K_{\text{кол}} = 1$	11	-2	0
^{210}Po	В. $\Delta_0^n = 12A^{-1/2}$ МэВ	6	0	0
^{210}Po	Г. $dW_f = 0.5$ МэВ	-1	2	0

Примечание. Нуль означает, что эффект $<0.5\%$.

параметр кривизны барьера hw , определяющий $T_f(U)$ в (3.43), принимался равным 1 МэВ.

Для сравнения укажем, что в прежнем анализе [32, 179, 242] принимали $\Delta_0^n = 12A^{-1/2}$ МэВ и $K_{\text{виб}} = 1$, остальные предположения были те же. Для отдельных ядер изменяли исходные предпосылки, и результаты таких вариаций приведены в табл. 3.7 в виде относительного отклонения параметров от своих значений из табл. 3.6. Статистические погрешности параметров в FUMILI намного меньше их разброса от ядра к ядру в табл. 3.6 и вариаций в табл. 3.7, поэтому они не приводятся. На рис. 3.26 приведены примеры описания экспериментальных данных. Из результатов анализа, представленных в табл. 3.6 и 3.7, можно заключить следующее.

1. Среднее для совокупности значение $a = 0.086 \pm 0.009$ МэВ⁻¹ в пределах средних отклонений согласуется со значением $a_{\text{ПНР}}^{\text{ОСМ}} = 0.093$ МэВ⁻¹ [88], полученным из плотности нейтронных резонансов, и с асимптотическим значением $a_{\text{BC}} = 0.090$ МэВ⁻¹ для модели Вудса – Саксона [87].

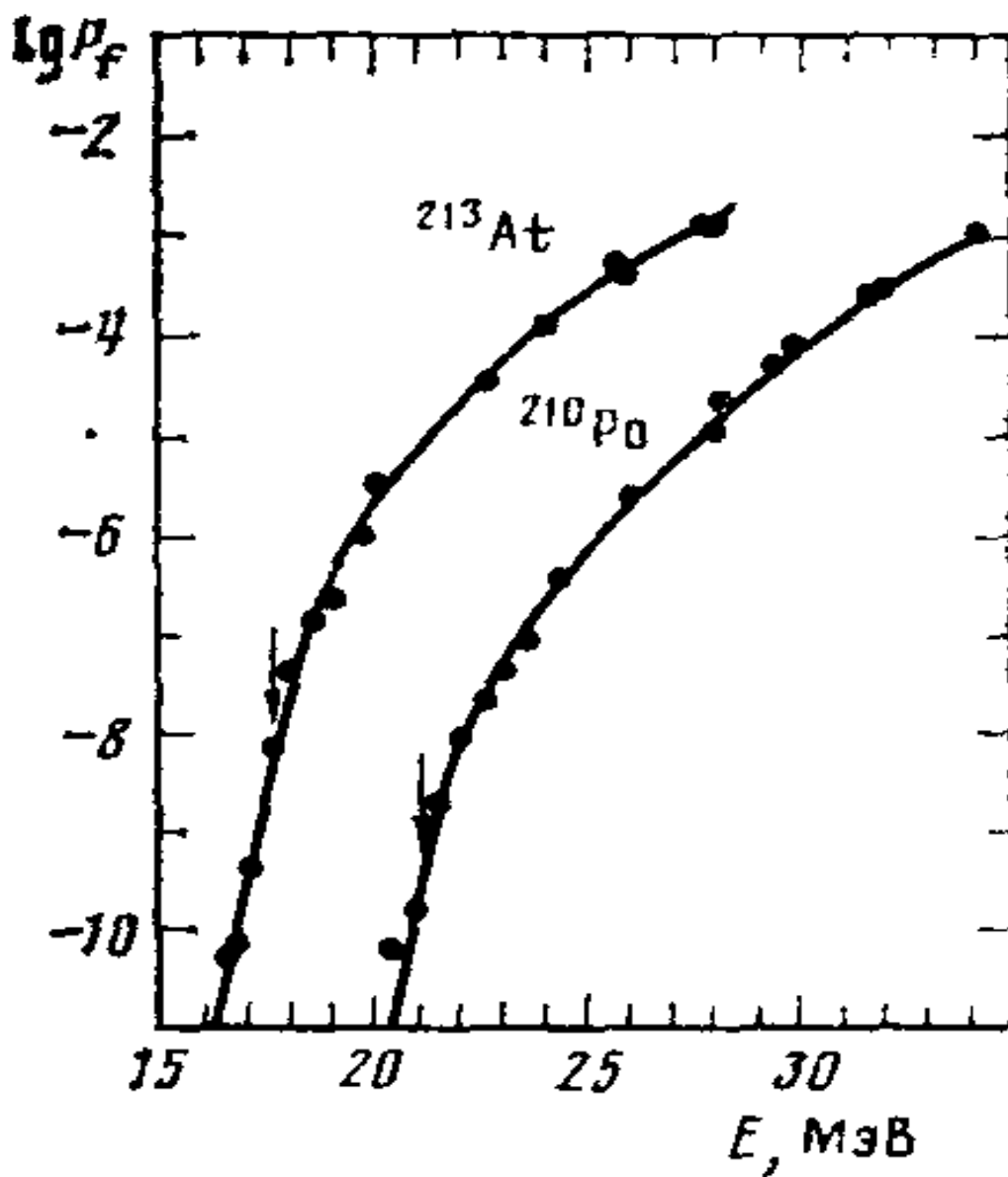


Рис. 3.26. Примеры описания делимости ядер. Стрелки указывают положения порогов деления E_f

2. Аналогичная средняя величина $d_f = 14.8 \pm 1.0$ МэВ согласуется с предположением [179, 242], $\Delta_0^f = 14A^{-1/2}$ МэВ, основанным на результатах анализа экспериментальных данных об угловой анизотропии деления [195, 196, 245].

3. Разность значений E_f в двух последних столбцах табл. 3.7 составляет в среднем $\cong 0.4$ МэВ ($\cong 2\%$), что соответствует оценке погрешности определения E_f [32].

4. Разброс и погрешности параметров, как следует из предположения А табл. 3.7, по-видимому, обусловлены в основном значительными погрешностями измерения сечений деления $\leq 10^{-32}$ см² и неточностями статистического описания $P_f(E^*)$ вблизи порога деления.

5. Вариации других величин (Б–Г) достаточно слабо сказываются на искомым параметрах (тем самым и на результатах [32, 179, 242]). Особо отметим, что изменение d_n вдвое (так различаются (3.5) и (2.46)) практически не меняет d_f . Для сравнения укажем, что в случае тяжелых ядер извлекается фактически отношение d_f/d_n или разность $d_f - d_n$ [50, 152].

Согласие среднего значения параметр a с его значением в систематике $a_{\text{ОСМ}}(B_n)$ можно рассматривать как количественный тест для заключения о применимости феноменологического описания $a_{\text{ОСМ}}(U)$ достаточно далеко за пределами $U \cong B_n$, по крайней мере до $U \leq 25$ МэВ, где, кстати, x_r^a существенно выше. Близость значений d_f , полученных из анализа как интегральных, так и дифференциальных сечений деления, свидетельствует о хорошо согласованном описании эффектов парной корреляции нуклонов в плотности уровней и моментах инерции переходных состояний ядер.

Из-за низких чувствительностей x_g^i и x_r^i при $E_f \cong B_n$ экспериментальные данные о делимости тяжелых (трансактиниевых) ядер непригодны для оценки абсолютного значения асимптотического параметра плотности

уровней. Однако это обстоятельство служит и благоприятным фактором, «защищающим» описание практически важных характеристик таких ядер от его неопределенности.

§3.5. Трудности обобщенной сверхтекучей модели плотности уровней ядер

Использование ОСМ требует знания коллективных свойств ядер, на основе которого должны быть, сделаны предположения о $K_{\text{кол}}$ в (2.42). Обычно при этом основываются на спектроскопической информации о низколежащих уровнях ядер. Именно так и была определена область ядер – наилучших объектов ОСМ¹ в [88] (см. табл. 3.2). В ней более чем где-либо справедливы предположения об адиабатическом приближении при вычислении $K_{\text{кол}} = K_{\text{рот}} K_{\text{виб}}$. Однако как быть в остальных менее очевидных случаях, составляющих более половины ядер вблизи долины стабильности?

Ситуацию демонстрирует рис. 3.27, а. На нем показано отношение энергий нижайших возбужденных состояний E_{J^p} четно-четных ядер с $J^p = 4^+$ и 2^+ . Для уровней вращательной природы должно быть $E_{4^+} / E_{2^+} = 10/3 = 3.33$, вытекающее из $E_{J^p} = \hbar^2 J(J+1) / 2F_{\perp}$, что хорошо выполняется для деформированных ядер («ротаторов»). Вне соответствующих им участков A это отношение меньше ($E_{4^+} / E_{2^+} \cong 2$), что считается характерным для сферических ядер («вibrаторов»).

В работе [191] была предпринята попытка распространить систематику ОСМ на ядра $A < 150$, считая их сферическими в соответствии с указанным выше признаком. Однако удовлетворительное описание ПНР в этой области ядер удалось получить только для тех из них, которые близки к магическим прежде всего по числу нейтронов N . В [191] ими и характерными ядрами в области $A > 150$ авторы и ограничились при определении параметров, приведенных в табл. 3.2 (вариант ОСМ²). На рис. 3.27, б приведены все значения \tilde{a} / A , найденные из ПНР: и те (темные точки), что использовались в [191] при подгонке плавной зависимости (3.2), показанной кривой, и те

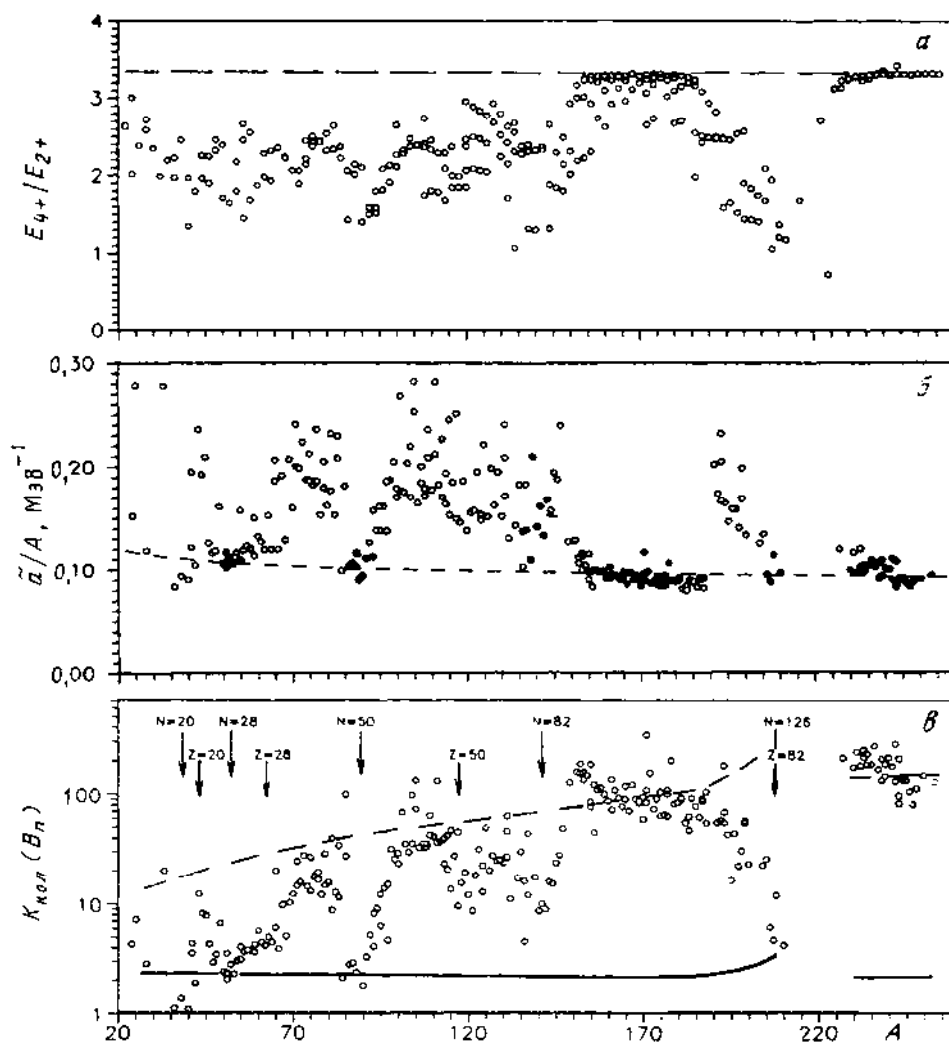


Рис. 3.27. Зависимости от массового числа A : a – отношение энергии нижайших уровней E_{J^p} четно-четных ядер с $J^p=4^+$ и 2^+ ; $б$ – параметр \tilde{a}/A , восстановленный из ПНР в рамках ОСМ² [191]; ● – ядра, рассматривавшиеся при подгонке плавной зависимости (3.2), которая показана штриховой кривой; ○ – прочие ядра; $в$ – коэффициент коллективного увеличения $K_{\text{кол}}(B_n)$; ○ – значения, при которых достигается описание ПНР согласно (3.2) [191]; сплошная кривая – $K_{\text{кол}} = K_{\text{виб}}^{\text{МЖК}}$, штриховая – $K_{\text{кол}} = K_{\text{виб}}^{\text{МЖК}} s_{\perp}^2$. Стрелками обозначены магические ядра, лежащие на линии b -стабильности

(светлые точки), что существенно отклоняются от нее. На рис. 3.27, в показано, при каком коллективном увеличении плотности уровней будет удовлетворено описание $\tilde{a}(A)$ согласно (3.2) при всех A . Эти значения $K_{\text{кол}}^{\text{эксп}}(B_n)$, вычисленные согласно (3.17) ($K_{\text{кол}}^{\text{эксп}}(B_n)$ и $R(B_n)$ на рис. 3.4 с точностью до различий вариантов ОСМ¹ и ОСМ² одни и те же величины), показаны на рис. 3.27, в точками, кривые на нем описывают зависимости $K_{\text{кол}}(B_n)$ от A (с точностью до четно-нечетных вариаций B_n) в двух предположениях о $K_{\text{рот}}$ согласно (2.43а), (2.43б) и $K_{\text{виб}} = K_{\text{виб}}^{\text{МЖК}}$ согласно (2.44). Из рис. 3.27, в видно следующее:

1) значения $K_{\text{кол}}^{\text{эксп}}(B_n)$ близки к кривой $K_{\text{кол}} = K_{\text{виб}}^{\text{МЖК}} S_{\perp}^2$ для лантанидов и актинидов и к кривой $K_{\text{виб}} = K_{\text{виб}}^{\text{МЖК}}$ вблизи магических ядер $N_0=28, 50, 82, 126$;

2) в большей части области $A \leq 150$ значения $K_{\text{кол}}^{\text{эксп}}$ значительно выше, чем должно быть для сферических ядер, причем для $A = 70-80$ и $100-115$ $K_{\text{кол}}^{\text{эксп}} = K_{\text{виб}}^{\text{МЖК}} S_{\perp}^2$, как в случае деформированных, а в промежутках, включая интервал $190 \leq A \leq 205$, $K_{\text{виб}}^{\text{МЖК}} \leq K_{\text{кол}}^{\text{эксп}} \leq K_{\text{виб}}^{\text{МЖК}} S_{\perp}^2$.

На рис. 3.28 воспроизведена по результатам расчета [239] карта равновесных деформаций ядер $|e_0| = f(Z, N)$ в широкой окрестности линии b -стабильности $N - Z = 0.4A^2 / (A + 200)$ показанной кривой, вблизи которой концентрируются ядра с известными ПНР. С помощью рис. 3.28 становятся качественно понятными многие особенности характеристик плотности уровней ядер, A -зависимости которых показаны на рис. 3.27. Прежде всего отметим отчетливо проявляющееся на рис. 3.28 принципиальное для классификации коллективных свойств ядер различие областей слева и справа от $A \cong 150$. Для тяжелых ядер линия b -стабильности проходит примерно посередине больших «холмов» деформированных ядер $A \cong 150-190$ и $230-270$, разделенных широкой «долиной» сферических в окрестности дваждымагического ^{208}Pb – это область с ярко выраженными коллективными свойствами $r(U, J)$, в основном, следующими соотношениям (2.42)–(2.44). При $A \geq 150$, за исключением не

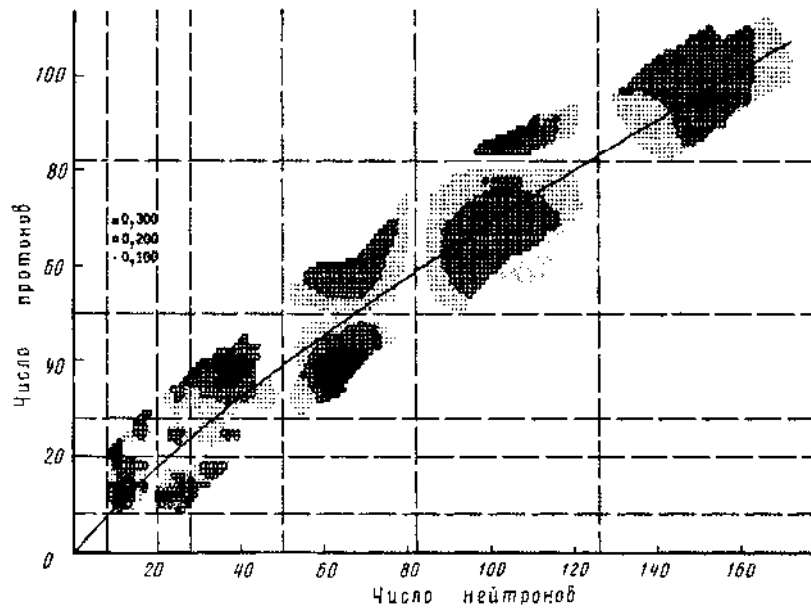


Рис. 3.28. Карта равновесных деформаций $|e_0| = f(Z, N)$. Сплошная кривая – линии β -стабильности, штриховые – магические числа нуклонов

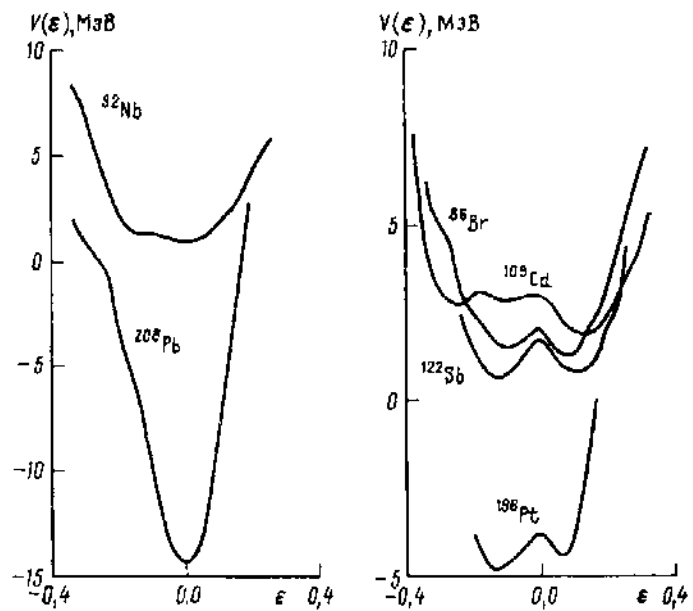


Рис. 3.29. Потенциальные энергии деформации $V(\epsilon)$ характерных ядер в окрестности равновесных деформаций $\epsilon = e_0$

рассматриваемых нами самых легких ядер $A < 40$, холмы значительных деформаций находятся в стороне от линии b – стабильности. Она тем не менее проходит по их склонам на двух участках ($A \cong 70-85$ и $100-130$), которым соответствуют на рис. 3.27 области аномально высоких \tilde{a}/A или, что точнее, $K_{\text{кол}}^{\text{эксп}}(B_n)$. Естественно предположить, что в этих случаях благодаря деформации ядер не только вибрационные, но и ротационные моды дают вклад в $r(U, J)$, но разделить их в соответствии с (2.42), по-видимому, нельзя.

Рис. 3.28 проливает свет и на то, какие ядра следует относить к «чисто» сферическим. Это долины вблизи магических чисел, показанных на рис. 3.28 штриховыми линиями. Из всех магических чисел N_0 – самая узкая долина в направлении линии b – стабильности при $N_0=82$, чему и соответствует то, что в поведении $K_{\text{кол}}^{\text{эксп}}(B_n)$ эта сферическая оболочка проявляется наименее отчетливо. Еще уже долины («каньоны») вдоль магических чисел Z_0 , поэтому они вообще не проявляются в A -зависимостях $K_{\text{кол}}^{\text{эксп}}(B_n)$ на рис. 3.27.

На рис. 3.29 представлены рассчитанные согласно [45] потенциальные энергии $V(e)$ в окрестности равновесных деформаций e_0 для ряда характерных ядер: справа для «хороших» сферических ядер с $e_0=0$ и $K_{\text{кол}}^{\text{эксп}} \cong K_{\text{виб}}^{\text{МЖК}}$ и слева для «плохих» с $e_0 \neq 0$ и $K_{\text{кол}}^{\text{эксп}} \gg K_{\text{виб}}^{\text{МЖК}}$. О плотности уровней последних ядер не «в точке» ($U = B_n$), а в достаточно широкой области энергий $U \leq B_n$ свидетельствует пример $r_{\text{эксп}}(U, 0)$ для ^{109}Cd на рис. 3.30. Более широко сравнение ПНР и нейтронных спектров в области $A \leq 120$ [204, 205], и в переходной области ядер от сферических к деформированным в районе ^{208}Pb [142] обсуждалось выше.

Экспериментальные данные на рис. 3.30 для ядра ^{109}Cd относящегося к одному из максимумов $K_{\text{кол}}(B_n)$ на рис. 3.27, в, восстановлены из нейтронных спектров реакции $^{109}\text{Ag}(p, n)^{109}\text{Cd}$ [204]. Сплошной кривой на нем показано описание по ОСМ с индивидуальными параметрами $\Delta_0 \sqrt{A} = 11.9$ МэВ и \tilde{a}/A

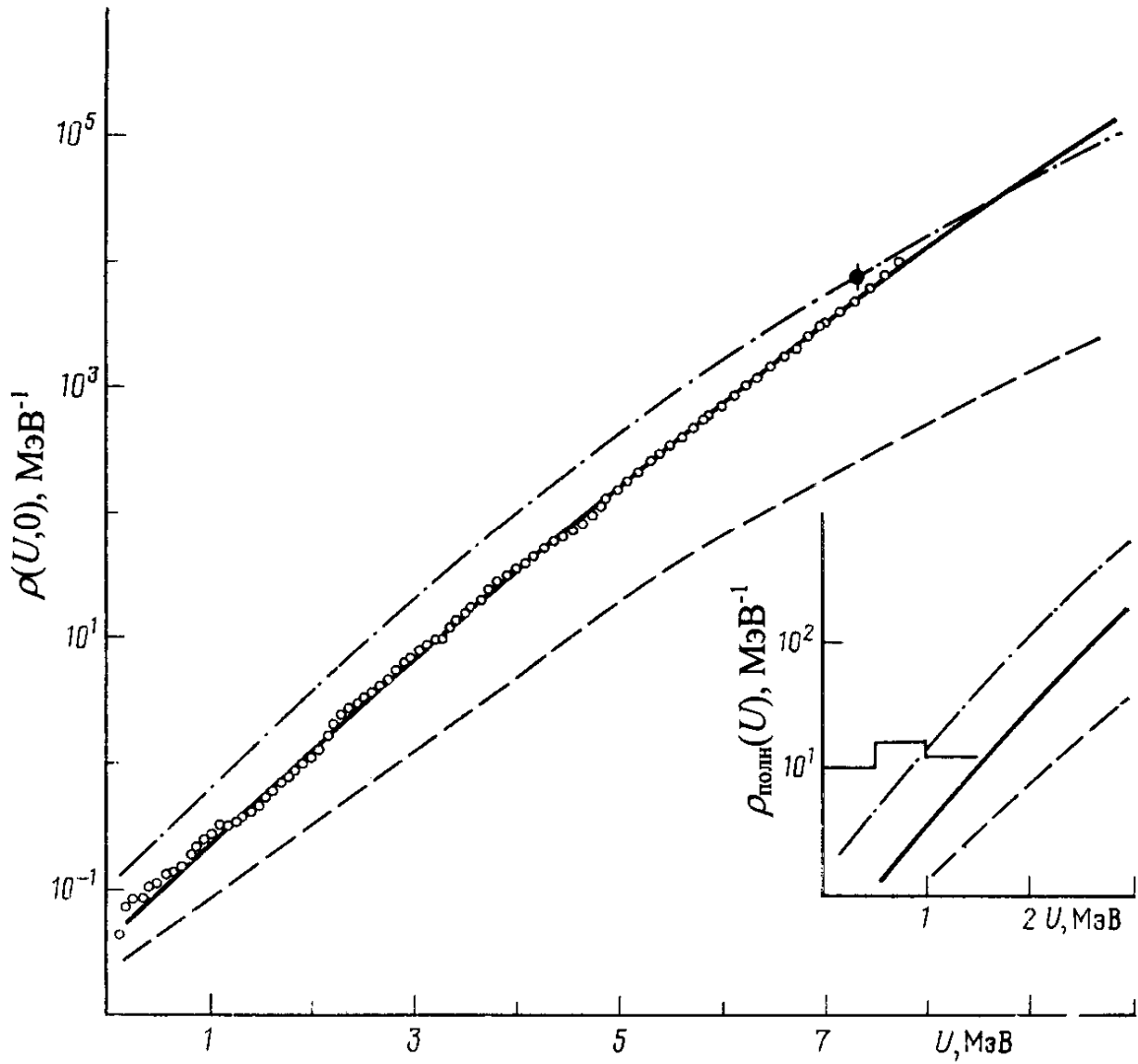


Рис. 3.30. Энергетическая зависимость плотности уровней $\rho(U,0)$ в МэВ^{-1} для ядра ^{109}Cd . \bullet – $r_{\text{эксп}}(B_n,0)$ [121], сплошная кривая и \circ из [204], штриховая – расчет по ОСМ [88] для $K_{\text{рот}}=1$, штрихпунктирная – то же для $K_{\text{рот}}=s_{\perp}^2$. На вставке обозначения кривых те же, что в основной части, гистограмма – плотность низколежащих уровней [203]

$=0.12 \text{ МэВ}^{-1}$ (сплошная и штриховая кривые несколько отличаются не только значениями параметров \tilde{a} и Δ_0 , но и описанием $K_{\text{виб}}(U)$). Если Δ_0 в этом случае совпадает с (3.5), то \tilde{a} на 20% выше, чем в систематике ОСМ. Поэтому штриховые кривые, соответствующие варианту ОСМ¹ и $K_{\text{рот}}=1$, проходят ниже экспериментальных точек, причем расхождение между ними нарастает с U . Рассматривая ядро ^{109}Cd в соответствии с рис. 3.29 как деформированное, это расхождение в значительной степени можно устранить, как показано штрихпунктирными кривыми, рассчитанными с теми же параметрами, но для $K_{\text{рот}} = S_{\perp}^2$.

Используя этот результат, авторы не хотят сказать, что так просто, сохраняя (2.42), (2.43), можно преодолеть обсуждавшиеся трудности ОСМ. Наш анализ в работе [55] преследовал более скромную цель – обратить внимание на два момента: во-первых, на недостаточность информации о спектре нижайших уровней в качестве критерия при классификации коллективных свойств ядер в возбужденном состоянии и, во-вторых, на корреляцию «аномалий» плотности уровней в ОСМ с деформациями основных состояний ядер и вытекающую отсюда роль ротационных мод при возбуждении ядер с $A < 150$, которая недооценивалась в предшествовавших работах.

В [179, 242] было установлено, что совокупность данных о $P_f(E^*)$ для сферических и деформированных ядер хорошо описывается на околопороговом участке протяженностью $E^* - E_f < 15 \text{ МэВ}$, а при более высоких энергиях обнаруживает нарастающие с $E^* - E_f$ отступления, разные по величине и знаку для двух классов ядер. В случае деления сферических ядер $K_{\text{рот},n}=1$, поэтому исходя из (3.43) предполагалось, что отклонения $P_f^{\text{расч}}(E^*) > P_f^{\text{эксп}}(E^*)$ связаны с отступлениями $K_{\text{рот},f}$ от адиабатической оценки (2.43а), (2.43б). Это привело к эмпирическому определению функции затухания вклада ротационных мод с энергией $q(U)$ согласно

$$K_{\text{рот}} = (S_{\perp}^2 - 1)q(U) + 1, \quad (3.45)$$

где $q(U)$ обладает свойствами: $q(U) \rightarrow 1$ ($K_{\text{рот}} \rightarrow S_{\perp}^2$) при малых U и $q(U) \rightarrow 0$ при больших U ($K_{\text{рот}} \rightarrow 1$). Соотношение (3.45) было распространено без каких-либо изменений на нейтронный канал деформированных ядер. Хотя с помощью (3.35) в [32, 179, 242] удалось получить удовлетворительное описание $P_f(E^*)$ для широкого круга ядер от ^{170}Yb до ^{216}Rn , отождествление функций затухания для делительного и нейтронного каналов противоречит работам [147, 155], теоретически обосновывающим сильную зависимость затухания $K_{\text{рот}}$ от деформации ядра.

Соотношение (2.43а), (2.43б) рассматривает лишь крайние случаи, и при его применении необходимо знать, какие ядра им удовлетворяют. Традиционная классификация ядер вблизи долины стабильности по виду спектров низколежащих уровней предполагает: $A < 190$ – деформированные, $A > 190$ ($Z < 85$) – сферические. Анализ ПНР в [88] и $P_f(E^*)$ в [179–242] привел к заключению, что условию $K_{\text{рот}} = 1$ отвечают ядра только в ближайшей окрестности ^{208}Pb . Поэтому в [32] к сферическим были отнесены ядра $^{201}\text{Tl} - ^{213}\text{At}$, а ядра между Re и Tl – к промежуточному случаю. Последний случай объединил около трети данных о делимости доактинидов. Для них в [32] проводились две обработки данных – как для сферических и как для деформированных, а разница параметров включалась в их погрешность. Вопрос, к какому варианту (2.43а), (2.43б) ближе свойства возбужденных ядер переходной области, остался открытым.

Адиабатическая оценка $K_{\text{рот}} = S_{\perp}^2$ для деформированных ядер в (2.43) справедлива, когда можно допустить независимость одночастичных мод движения и вращения ядра как целого. В работе [147] дана оценка температуры

$$q_0 = \hbar w_0 e \cong 41A^{-1/3} e, \quad (3.46)$$

при которой данное предположение утрачивает смысл (e – как и ранее, квадрупольная деформация, $w_0 \cong 41A^{-1/3} \hbar^{-1}$, c^{-1} – средняя частота

анизотропного осцилляторного потенциала). Результаты расчетов плотности уровней ядер с различной симметрией в [155] подтвердили качественное предсказание [147], показав, в частности, что эффект затухания, приводящий по мере нагревания аксиально-симметричного ядра к уменьшению $K_{\text{рот}}$ в сравнении с $K_{\text{рот}} = S_{\perp}^2$, можно приближенно описать, основываясь на (3.46).

По аналогии с (3.45) представим интересующую зависимость как

$$K_{\text{рот}}(U, e) = (S_{\perp}^2 - 1)q(c) + 1, \quad (3.47)$$

где c — безразмерная переменная

$$c = q/q_0 \cong 0.025A^{1/3}t/e. \quad (3.48)$$

Предложен ряд модификаций аналитического описания $q(c)$ [155, 191, 228], выбор в [55] остановили на одном из простейших:

$$q(c) = \exp(-gc^2) \quad (3.49)$$

при $g = 1$, совпадающем с $q(c)$ [228].

Соотношение (3.47) пригодно и для сферических ядер: при $e \rightarrow 0$ $K_{\text{рот}}(U, e) \rightarrow 1$. Это обстоятельство наводит на мысль, а нельзя ли с его помощью улучшить систематику ОСМ, которая укрепляется корреляцией, демонстрируемой на рис. 3.31. На рис. 3.31, б показано, как систематикой ОСМ² [191], где зависимость \tilde{a}/A (штриховая линия) приведена в табл. 3.2, описывает значения \tilde{a} , непосредственно следующие из ПНР в рассматриваемой области ядер. На рис. 3.31, а приведены значения модуля равновесной деформации $|e_{\text{мин}}|$ для тех же ядер [239], из сравнения которых с поведением $\tilde{a}(A)$ можно заключить, что характер отступлений $\tilde{a}_{\text{эксп}}$ от $\tilde{a}_{\text{сист}}$ качественно соответствует зависимости $K_{\text{рот}}(B_n, e)$ согласно (3.47)–(3.49). Замена (2.43б) на (3.47)–(3.49) в систематике со свободным параметром g и без отбора ядер в области $A > 150$ улучшает описание ПНР [121, 190], показанное на рис. 3.27, в. Подгонка дала значение $g = 1.37$, которое и будет использоваться в дальнейшем.

На рис. 3.32 продемонстрировано влияние коллективных эффектов на плотность уровней и, в частности, затухание $K_{\text{рот}}(U, e)$, в самом “деликатном”

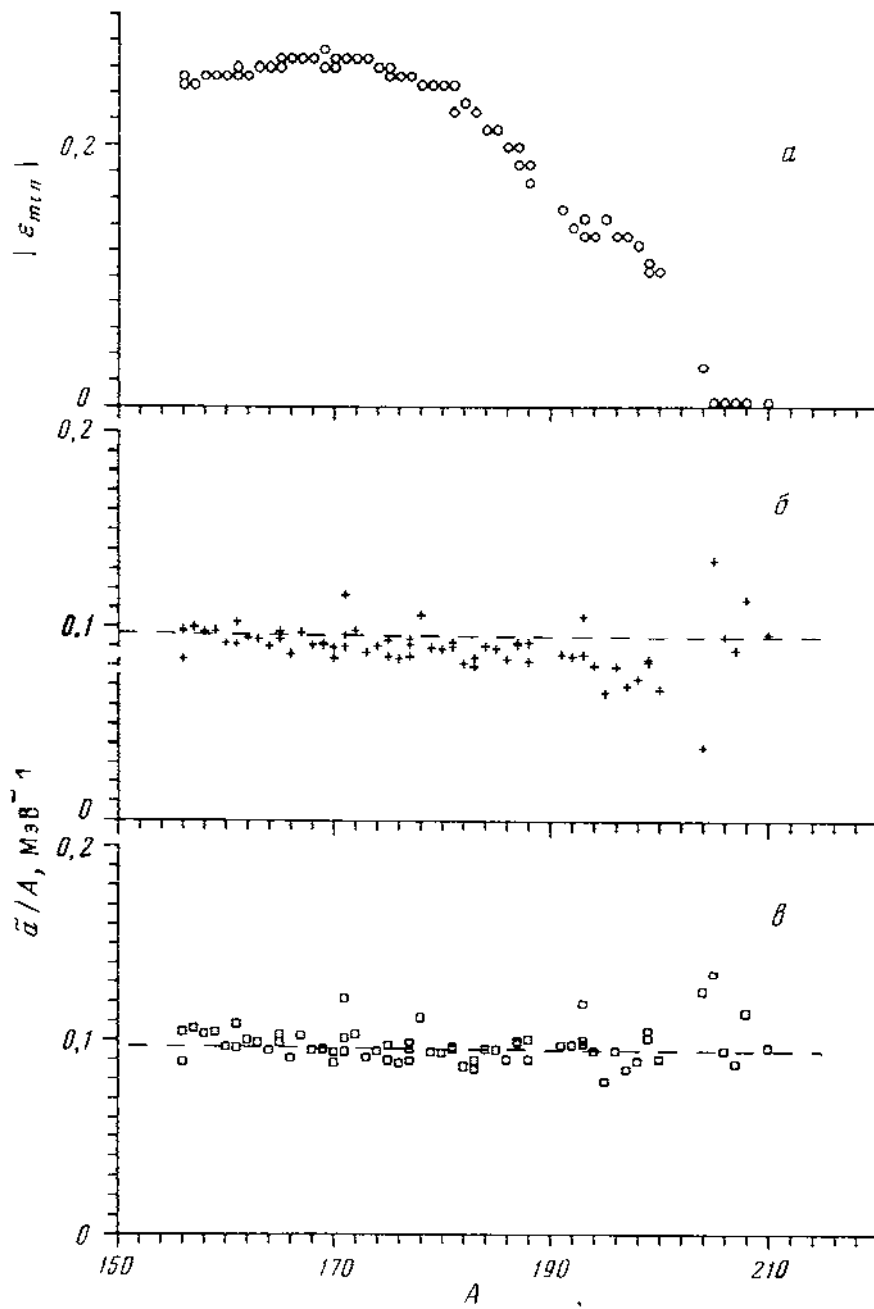


Рис. 3.31. Характеристики ядер с $A = 150 \div 200$. *a* – модуль деформации основного состояния $|e_{\min}|$; *б* – параметр \tilde{a} систематики с $K_{\text{рот}}(U)$ согласно (2.43а), (2.43б); *в* – параметр \tilde{a} для $K_{\text{рот}}(U, e)$ согласно (3.47) – (3.49); точки \square , $+$ – значения $\tilde{a}_{\text{эксп}}$, штриховые – $\tilde{a}_{\text{сист}}$ (см. текст)

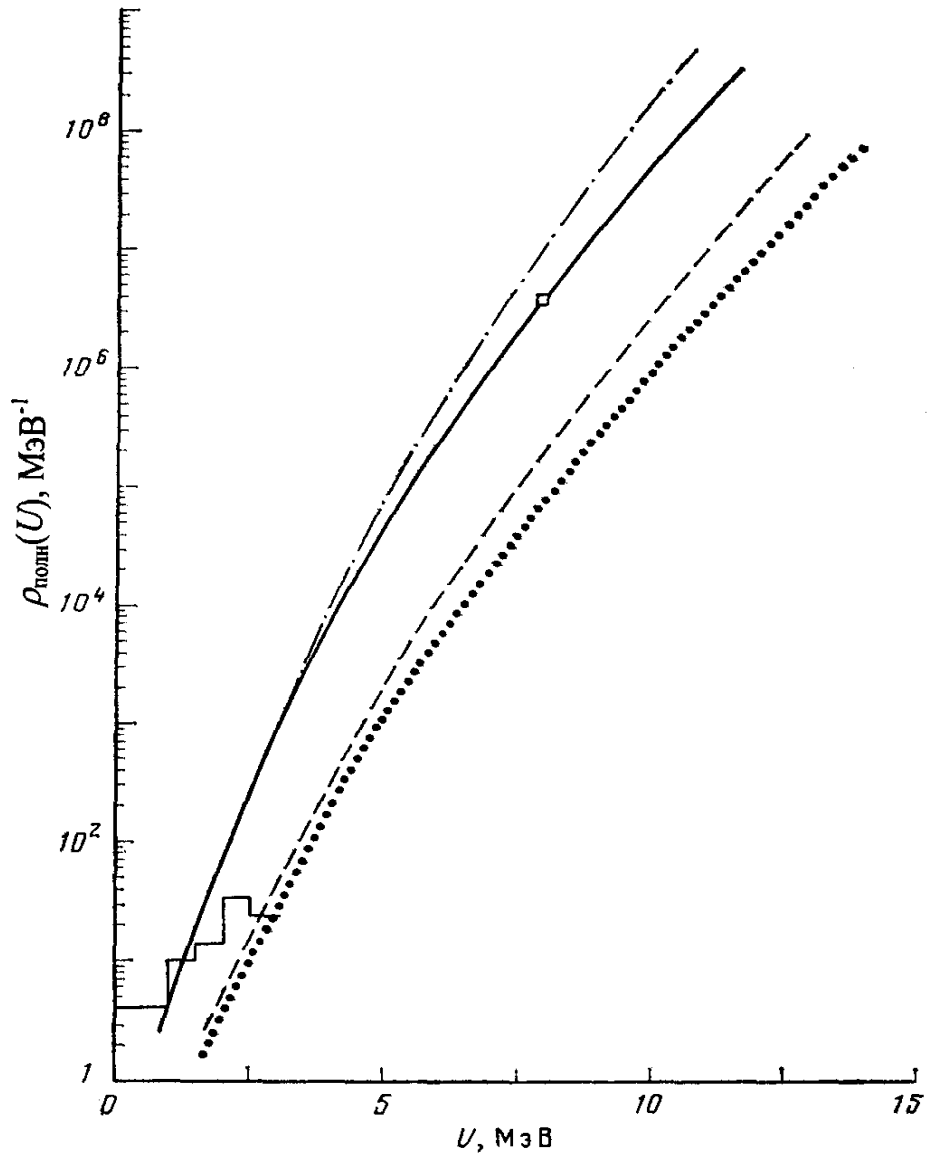


Рис. 3.32. Полная плотность уровней $r_{\text{полн}}(U)$ для ядра ^{196}Pt и ее описание согласно [88]: точечная кривая – внутренние возбуждения ($K_{\text{кол}}=1$), штриховая – включен $K_{\text{виб}}$, штрихпунктирная – включен $K_{\text{рот}}$ (дополнительно), сплошная – учтено затухание $K_{\text{рот}}$ согласно (3.47)–(3.49). Остальные обозначения, как на рис. 3.5

случае – для ядра ^{196}Pt , принадлежащего к переходной области, которое по традиционной классификации было бы отнесено к сферическим, а согласно рис. 3.6, 3.29 и 3.31 может рассматриваться как слабodeформированное, подчиняющееся (3.47) – (3.49). Видно, что учет деформации приводит к радикальному улучшению описания экспериментальных данных, по-видимому, недостижимому без учета ротационных мод, поскольку при малых энергиях $K_{\text{виб}} \cong 1$ (см. также [143]).

Учет неадиабатичности $K_{\text{рот}}(U, e)$ сказывается тем сильнее, чем выше U , и находится в сильной зависимости от деформации ядра. При анализе делимости доактинидных ядер этот эффект в нейтронном канале будет значителен (существенно больше, чем при $U \leq B_n$ на рис. 3.32) и в то же время в делительном пренебрежимо мал из-за очень большой деформации в седловой точке. Данное следствие противоположно предположению прежнего анализа [32, 179, 242] об одинаковой энергетической зависимости $K_{\text{рот},f}(U)$ и $K_{\text{рот},n}(U)$ и поэтому принципиально для описания делимости $P_f(E^*)$ в обсуждаемой области ядер.

Отказ от затухания $K_{\text{рот},f}(U)$ означает пересмотр результатов анализа [32, 179, 242]. Прежде чем пойти на такой шаг, было желательно получить в пользу него дополнительные аргументы, в особенности если бы это была информация, непосредственно не связанная с анализом делимости ядер. Такую возможность, как будет показано, представляют экспериментальные данные о массовых распределениях осколков деления тех же доактинидов. Она обусловлена еще одним благоприятным свойством ядер легче Pb , которое заключается в том, что у таких ядер практически исчезает стадия спуска с вершины барьера к точке разрыва, и благодаря этому распределение масс-асимметричных деформаций, сформировавшееся в седловой точке, не успевает измениться при дальнейшей эволюции делящегося ядра. Это позволяет к описанию массовых распределений осколков $Y(M, E^*)$ применить метод переходного состояния.

Общий подход к описанию вероятности деления в случае нескольких

коллективных степеней свободы изложен в [31]. Для рассматриваемой задачи существенны две коллективные переменные: a – как и ранее, деформация, связанная с делительной степенью свободы, и h – масс-асимметричная деформация, которая определяется, как в [246, 247]:

$$h = 2 \frac{v_{\text{п}} - v_{\text{л}}}{v_{\text{п}} + v_{\text{л}}} = 2 \left(\frac{2M}{A} - 1 \right), \quad (3.50)$$

где $v_{\text{л}} \propto A - M$ и $v_{\text{п}} \propto M$ – объемы левой и правой частей делящегося ядра, пропорциональные массам будущих осколков. Профиль поверхности потенциальной энергии деформации $V(a, h)$ в седловой точке ($a = a_{sp}$, $h = 0$) в направлении h , опуская a_{sp} , можно описать согласно (1) соотношением

$$V(h) = \tilde{V}(0) + \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 \tilde{V}}{\partial h^2} \right|_{h=0} h^2 + dW(h), \quad (3.51)$$

которое для высоты барьера при фиксированной деформации $h(M)$, используя (3.50), можно переписать в виде

$$E_f(M) = \tilde{E}_f(A/2) + \frac{\chi}{2} (M - A/2)^2 + dW_f(M), \quad (3.52)$$

где $\tilde{E}_f(A/2) = E_f$ соответствует безусловному экстремуму $V(a_{sp}, 0)$, а $E_f(M)$ – условным экстремумам, для которых $h \neq 0$, $M \neq A/2$; χ и $\partial^2 V / \partial h^2$ – жидкокапельные жесткости ядра по отношению к масс-асимметричным деформациям, связанные между собой как

$$\chi = \left. \frac{\partial^2 \tilde{V}}{\partial M^2} \right|_{M=A/2} = \frac{16}{A^2} \left. \frac{\partial^2 \tilde{V}}{\partial h^2} \right|_{h=0}. \quad (3.53)$$

Введем пропорциональную выходу осколков величину

$$n_f(E^*, M) = A(E^*) \int_0^{E^* - E_f(M)} r_f(U) dU, \quad (3.54)$$

где $A(E^*)$ определяется нормировкой на полное число делительных каналов

$$N_f(E^*) = [2pr_c(E^*)] \Gamma_f(E^*) = \int_0^{E^* - E_f} r_f(U) dU = \sum_{M=0}^A n_f(E^*, M). \quad (3.55)$$

Здесь под каналами $N_f(E^*)$ понимаются доступные для процесса деления переходные состояния ядра в седловой точке, а под $N_n(E^*)$ – доступные для эмиссии нейтронов конечные состояния остаточного ядра (в отличие от каналов – способов распада составного ядра).

В случае $r(U) \propto \exp(U/q)$ и $dW_f(M) \ll E_f(M)$ легко получить соотношение для $A(E^*)$

$$A(E^*) = \left\{ \int dM \exp \left[-\frac{(M - A/2)^2}{2S_M^2} \right] \right\}^{-1} = (2pS_M^2)^{-1/2}, \quad (3.56)$$

где $S_M^2 = q/x$ – дисперсия массового распределения

$$Y(M, E^*) = (2pS_M^2)^{-1/2} \exp \left[-\frac{(M - A/2)^2}{2S_M^2} \right]. \quad (3.57)$$

С помощью гауссовского распределения (3.57) хорошо описываются данные об $Y(M, E^*)$ при достаточных $q \geq 1.5$ МэВ. Здесь и далее речь идет о температуре ядра в переходном состоянии, индекс делительного канала опускается. Отступления от (3.57) в тех же предположениях об оболочках при меньших q в более реалистических моделях плотности уровней обсуждаются в [248, 249].

Из (3.54) видно, что массовое распределение осколков

$$Y(M, E^*) \propto \int_0^{E^* - E_f(M)} r_f(U) dU \cong q r_f[E^* - E_f(M)] \quad (3.58)$$

несет прямую экспериментальную информацию о плотности переходных состояний $r_f(U)$, более прямую, нежели делимость ядер, которая, кроме того, зависит от $r_n(U)$ и числа нейтронных каналов $N_n(E^*) = [2pr_c(E^*)] \times \Gamma_n(E^*)$. При анализе экспериментальных данных об $Y(M, E^*)$ необходимо принимать во внимание, что с вкладом оболочечных эффектов изменяются не только энергия возбуждения $U_M = E^* - E_f(M)$, но и сам функционал $r_f(U_M)$. Поэтому задача сильно упростилась бы, если бы можно было выделить достаточно широкую

область M , в которой вклад $dW_f(M)$ в $E_f(M)$ был незначителен. Этим свойством обладают и ядра легче Рb, испытывающие только симметричное деление.

Как показали расчеты $V(a, h)$ [45, 51, 250] и экспериментальные исследования массовых распределений, симметричная долина деления в основном соответствует жидкокапельному описанию с небольшими отступлениями на самом дне. Они, правда, приводят к значительным эффектам в распределении $Y(M, E^*)$, экспоненциально зависящем от $dW_f(M)$, а именно [51, 250]

$$Y(M, E^*) \propto \exp\left[-\frac{(M - A/2)^2}{2S_M^2} - \frac{dW_f(M)}{q} \exp(-IU_M)\right], \quad (3.59)$$

но только в окрестности $|M - A/2| < 13$ а.е.м. В ней $dW_f(M)$ быстро убывает как

$$dW(M) = dW(A/2) \exp[-c(M - A/2)^2], \quad (3.60)$$

$c \cong 0.015$ (а.е.м.)⁻². Высокая чувствительность $Y(M, E^*)$ к оболочечным поправкам, особенно при $IU_M < 1$, позволяет уверенно игнорировать их вклад в $E_f(M)$ за пределами указанной окрестности $M = A/2$.

При выборе объекта анализа в [55] остановились на распределениях $Y(M, E^*)$ для деления ядра ²⁰¹Tl, возбуждаемого в реакции ¹⁹⁷Au(a, f) наиболее подробно изученной из тех, что отвечают требованиям задачи. Тем не менее пришлось дополнить имеющиеся данные новыми, более точными, и с этой целью проводились измерения, аналогичные [248–250].

Внизу на рис. 3.33 в зависимости от

$$U_M = E^* - \tilde{E}_f(M) = E^* - \tilde{E}_f(A/2) - \frac{x}{2}(M - A/2)^2 \quad (3.61)$$

представлены экспериментальные данные $Y(M, E^*)$, нормированные условием

$$\sum_{M=0}^A Y(M, E^*) = 200\%. \quad \text{Стрелками показаны значения } U_M(M_0 - A/2 = 13 \text{ а.е.м.}),$$

ниже которых при фиксированной энергии E^* вкладом оболочек в U_M , как того

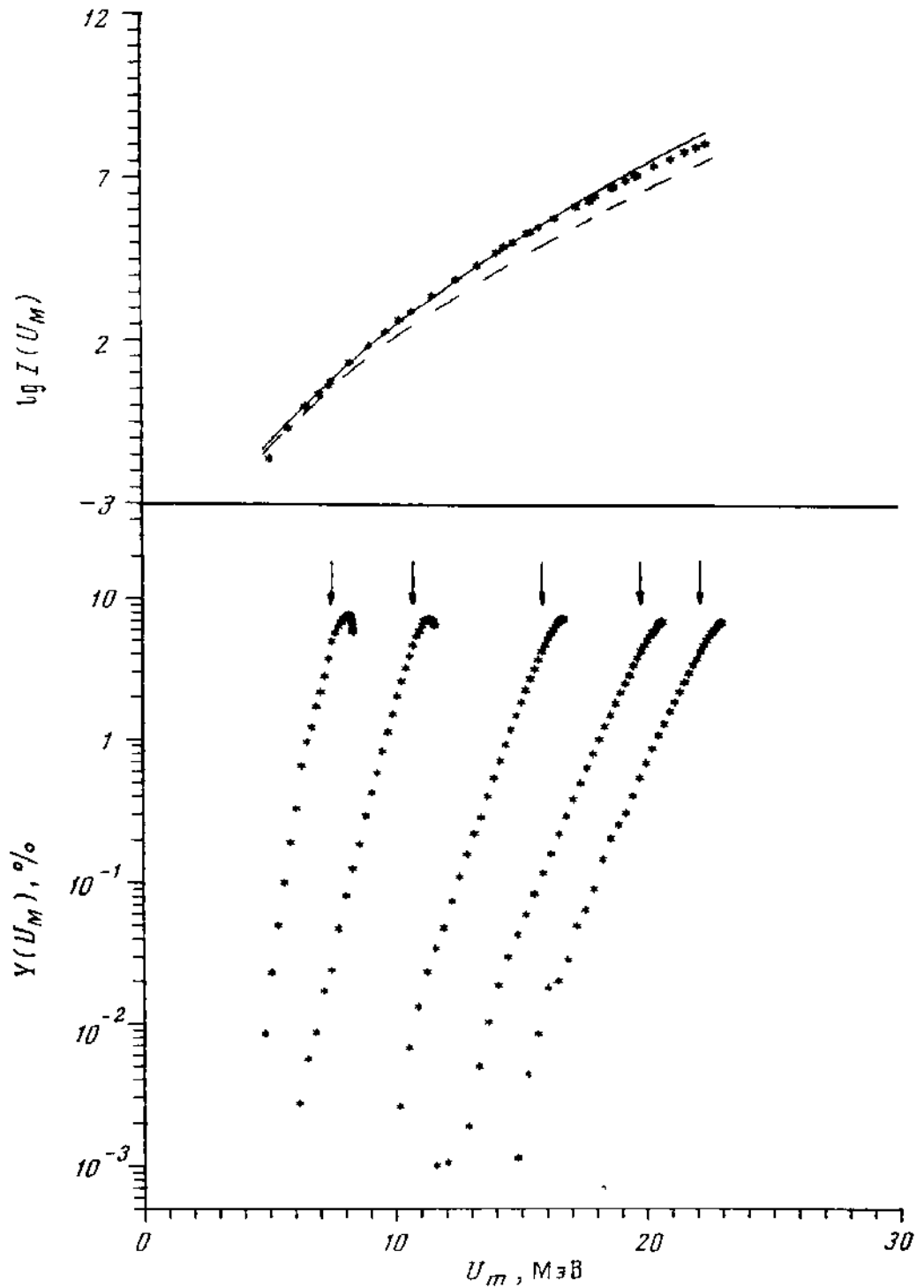


Рис. 3.33. Массовые распределения осколков $Y(U_M)$ для деления ядра ^{197}Au а – частицами с энергией 32.6; 35.9; 41.1; 45.1 и 47.5 МэВ (внизу) и восстановленная по ним энергетическая зависимость числа делительных каналов $I(U_M)$ (вверху, точки прорежены). Расчетные кривые: сплошная – $K_{\text{рот},f} = S_{\perp f}^2$, штриховая – с затуханием $K_{\text{рот},f}$ (3.45) и $q(U)$ из [32] (см. текст)

требует (3.59), можно пренебречь. Отступления при $U_M > U_{M_0}$, тем больше, чем ниже E^* . Как показал анализ [34, 51, 249], их величина соответствует $dW_f(A/2)=1.0$ МэВ. Там же даны использованные в нашей работе [55] значения $E_f(A/2) = 22.1$ МэВ и $x=0.0108$ МэВ/(а.е.м.)², полученные из анализа $P_f(E^*)$ [32] и $S_M^2(E^*)$ [51, 250]. Каждую из экспериментальных зависимостей выхода $Y(M, E^*)$ можно рассматривать согласно (3.58) как участки единой зависимости

$I(U_M) = \int_0^{U_M} r_f(U) dU$ от U_M , которая построена в верхней части рис. 3.33 на

данных $Y[U_M(E_1^*)]$ для нижней энергии $E_1^*=30.5$ МэВ с помощью нормировки к ней данных $Y[U_M(E_2^*)]$ на перекрывающемся интервале U_M для следующей $E_2^*=33.7$ МэВ и т. д. – последовательно для всех энергий E_i^* . Способ построения $I(U_M)$ подобен приему, используемому при восстановлении энергетической зависимости плотности уровней по испарительным спектрам нейтронов (n, n') , (p, n) – и других аналогичных реакций [204, 251] (см. §3.2). Ход $I(U_M)$ соответствует $dW_f=0$, и в этом предположении получена сплошная кривая ОСМ с $\tilde{a} = 0.093 A$ МэВ⁻¹ и $\Delta_0^f = 14/A^{1/2}$ МэВ [32, 179, 241, 242, 252], нормированная к экспериментальным значениям на участке $U_M < 15$ МэВ. Штриховая кривая получена умножением с затуханием $K_{\text{рот}, f}$ (3.45) с $q(U)$ из [32]. Проводился также свободный поиск параметров $c = \tilde{a}/A$ и $p = \Delta_0 A^{1/2}$, обеспечивающей наилучшее описание экспериментальной зависимости $I(U_M)$.

Он дал значения $c = 0.09$ МэВ⁻¹ и $p = 14.1$ МэВ, согласующиеся как с систематикой ПНР [88] (для \tilde{a}), так и с анализом околопороговой делимости [32, 179, 241, 242] и угловой анизотропии деления [252].

Итак, из рис. 3.33 мы можем заключить: а) восстановленная из $Y(M, E^*)$ энергетическая зависимость числа делительных каналов хорошо согласуется с описанием в рамках ОСМ; б) полученное описание не нуждается в учете ни

затухания $K_{\text{рот}, f}(U)$, ни заметных различий параметров \tilde{a}_f и \tilde{a}_n , к которым прибегали в [32]. Эти следствия важны и как экспериментальная проверка используемой модели плотности уровней, и как ориентир при выборе ее параметров.

В работе [55] соотношение (3.47) было применено к описанию $K_{\text{рот}}^{\text{эксп}}(B_n)$ в переходной области $A \cong 190-205$ между «хорошими» сферическими и деформированными ядрами. Была замечена корреляция A -зависимостей двух величин: $K_{\text{рот}}^{\text{эксп}}(B_n)$ и $|e^{\text{эксп}}|$ из работы [239], в которой табулированы деформации для основных состояний ядер, основанные на результатах расчета их потенциальной энергии деформации по методу оболочечной поправки. Обе характеристики возрастают с уменьшением A в этой области ядер – в соответствии с зависимостью $K_{\text{рот}}(e)$, вытекающей из (3.46) и (3.47). С помощью (3.47) удалось описать $K_{\text{рот}}(U, e)$, а следовательно, и ПНР для $A > 150$ при $g = 1.37$ [55] (в [228] принимается $g = 1$). Естественен вопрос: можно ли распространить (3.47) на ядра в «аномальной» области $A < 150$?

В нашей работе [253] с помощью соотношений (3.46) и (3.47) была сделана оценка значений $|e^{\text{эксп}}|$, которые потребовались бы для получения наблюдаемых ПНР [121] и соответственно $K_{\text{рот}}^{\text{эксп}}(B_n)$ на рис. 3.27 – при описании других сомножителей в (2.42), как в систематике ОСМ [88]. Эти значения для того же $g = 1.37$ показаны на рис. 3.34. Очевидно, что к такому анализу можно привлечь только те точки $K_{\text{рот}}^{\text{эксп}}(B_n)$, которые не выходят за пределы, очерчиваемые на рис. 3.27 штриховой кривой. На рис. 3.34 представлены также теоретические значения $|e^{\text{теор}}|$ из уже использовавшейся выше работы [239]. Между $|e^{\text{теор}}|$ и $|e^{\text{эксп}}|$ как функциями A имеется отчетливая корреляция и, более того, почти во всей области неплохое количественное соответствие. Этот результат, как надеются авторы работы [253], означает, что найдена та основа (учет неадиабатичности $K_{\text{рот}}(U, e)$), с

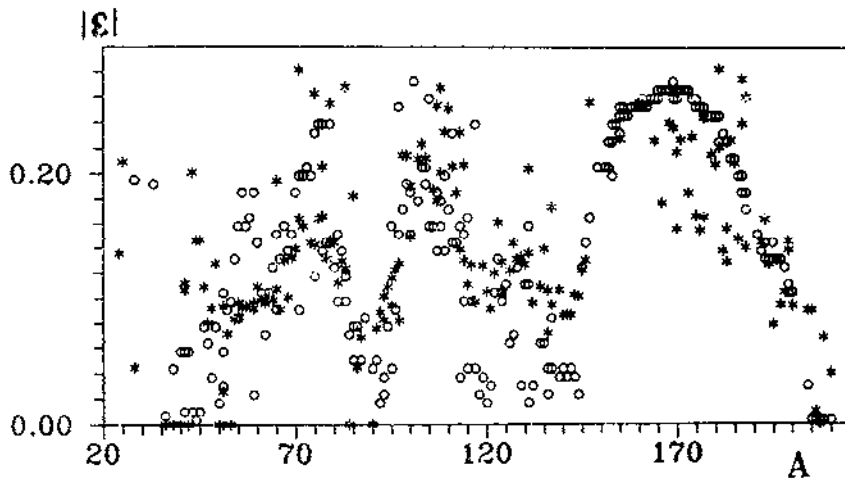


Рис. 3.34. Равновесные деформации ядер $|e|$ * – значения $|e^{\text{эксп}}|$, извлеченные из значений $K_{\text{кол}}^{\text{эксп}}(B_n)$, при которых воспроизводятся ПНР, согласно (3.46) и (3.47), o – значения $|e^{\text{теор}}|$ для ядер с известными ПНР, рассчитанные и табулированные в [239]

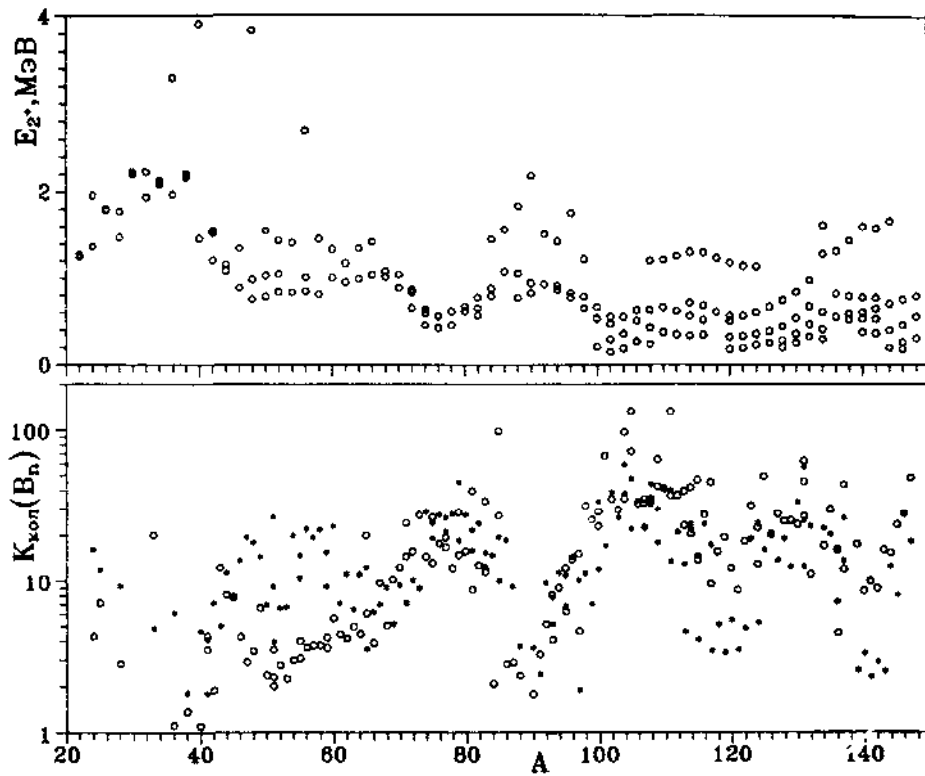


Рис. 3.35. Внизу – сравнение $K_{\text{виб}}(B_n)$ (*), вычисленных согласно (3.21)–(3.23), с $K_{\text{кол}}^{\text{эксп}}(B_n)$ (o). Вверху – энергии нижайших уровней $E_{\text{виб}}^{2+}$ [203]

помощью которой можно будет преодолеть ограниченность традиционной классификации коллективных свойств ядер в области $A < 150$ и включить ротационные моды в коллективное описание плотности уровней.

Авторы [215] предприняли попытку объяснить обсуждаемую аномалию плотности уровней отличием коэффициента $K_{\text{виб}}(U)$ от жидкокапельной оценки (2.44), продолжая считать, что все ядра в области $A < 150$ сферические ($K_{\text{рот}} = 1$). Чтобы снизить \tilde{a}/A до уровня 0.1 МэВ^{-1} и получить нужную экстраполяцию $r_i(U)$ при малых U , в [215] пришлось сделать два спорных шага: сильно завязать коэффициент вибрационного увеличения плотности уровней $K_{\text{виб}}(B_n)$ (он рассчитывался согласно соотношению (3.21)–(3.23), где константа c была параметризована как $2c = 0.0075 A^{1/3} \text{ МэВ}^{-1}$) и ввести дополнительно к (3.6) и (3.10) сдвиг энергии основного состояния, зависящий от четности числа нуклонов. Впрочем, и это не устранило структуру A -зависимости \tilde{a}/A , демонстрируемую на рис. 3.27, \tilde{b} и несовместимую со смыслом этого жидкокапельного параметра, а лишь изменило ее масштаб (см. рис. 2 из [215]). Значения $K_{\text{виб}}(B_n)$, вычисленные по формулам (3.21)–(3.23), в большей части «аномальной» области $A < 150$, как следует из рис. 3.35, сравниваются с $K_{\text{кол}}^{\text{эксп}}(B_n)$.

Над этими данными для тех же ядер предоставлена информация об энергии уровня 2^+ , который дает основной вклад в суммы (3.22). Соответствие между зависимостями $K_{\text{виб}}^{\text{эксп}}(B_n)$ и $K_{\text{кол}}^{\text{эксп}}(B_n)$ от A на рис. 3.35 имеет место не только в среднем, но и во многих деталях, связанных со структурой, как мы знаем, оболочечного происхождения (рис. 3.27 и 3.34) – с провалами при магических числах нейтронов и протонов. Обсуждаемое свойство определяется в основном специфической зависимостью энергии нижайшего вибрационного уровня $\hbar\omega_{2^+} = E_{\text{виб}}^{2^+}$ от нуклонного состава ядер [178, 203].

Итак, из сопоставления рис. 3.34 и 3.35 видно, что наблюдаемую зависимость ПНР от нуклонного состава ядер можно воспроизвести в рамках

ОСМ в обоих предположениях о $K_{\text{кол}}$, альтернативных с точки зрения классификации коллективных свойств ядер. В обоих случаях нами использовано одно и то же описание $r_{\text{вн}}(U, J)$, отвечающее параметрам систематики ОСМ [88]. Констатируя этот факт, не следует, однако, закрывать глаза на то, ценой чего в работе [215] удается реализовать условие $K_{\text{кол}} = K_{\text{виб}}$:

Таблица 3.8

Коэффициенты вибрационного увеличения плотности уровней

Составное ядро	$K_{\text{виб}}$			
	[139]	[88]	[215]	[221]
$^{57}_{26}\text{Fe}$	14.71	2.30	19.45	5.83
$^{58}_{26}\text{Fe}$	6.00	2.35	21.85	5.72
$^{97}_{42}\text{Mo}$	1.74	2.00	10.16	–
$^{96}_{42}\text{Mo}$	3.10	2.23	14.41	4.30
$^{123}_{52}\text{Te}$	1.84	2.04	19.03	–
$^{124}_{52}\text{Te}$	1.54	2.35	24.21	2.31
$^{199}_{80}\text{Hg}$	1.60	2.97	62.30	1.44
$^{200}_{80}\text{Hg}$	1.85	3.31	75.47	1.54

во-первых, в результате сильного завышения значений $K_{\text{виб}}(B_n)$ в сравнении с другими расчетами [193, 221] в табл. 3.8 (см. также [143]) и, во-вторых, введением искусственного сдвига основного состояния ядер при вычислении U . Акцентировать на этом внимание важно, так как при нынешнем состоянии экспериментальной информации о $r(U, J)$ едва ли можно рассчитывать, что, основываясь на ней, легко удастся сделать выбор между рассмотренными возможностями описания $K_{\text{кол}}$. И это далеко не единственный пример таких «патовых» ситуаций при тестировании различных феноменологических моделей плотности уровней [143].

По-видимому, коллективное усиление плотности уровней возбужденных

ядер между замкнутыми оболочками $Z_0 = 28$ и 50 , $N_0 = 28, 50, 82$, особенно посередине между ними – при $70 \leq A \leq 85$ и $100 \leq A \leq 130$, не исчерпывается вкладом вибрационных мод.

Замечательно, например, что простая систематика плотности уровней [201], основанная на модели ферми-газа и на учете энергетической зависимости параметра $a(U, Z, A)$ согласно (2.40), никаких трудностей с описанием ПНР не испытывает. Подчеркнем, что коллективные эффекты ею вовсе не учитываются. Объяснение этого курьеза видится в том, что структурные (оболочечные) зависимости обоих сомножителей в (2.42) от нуклонного состава и энергии возбуждения близки. В модели ферми-газа подгонкой свободных параметров одного из них, $r_{\text{вн}}(U, J)$ ($K_{\text{кол}}=1$), добиваются описания ПНР без каких-либо ограничений по A , но ценой отмеченного выше значительного расхождения экспериментальных и теоретических значений параметров $a(B_n)$. В ОСМ такого расхождения нет, но пока нет, к сожалению, и адекватного описания $K_{\text{кол}}$ в широкой области ядер. Разумеется, это не ставит под сомнение преимущество ОСМ перед моделью ферми-газа, аргументируемое теоретическими соображениями и экспериментальными фактами [55, 87, 143, 204].

Далее хотелось бы обсудить вопрос, касающийся возражений против возможности, которая отстаивается в нашей работе [253]. Признав согласие между экспериментальными и теоретическими значениями $|e|$ на рис. 3.34, тем не менее можно возразить: какое это имеет отношение к действительности, если для тех ядер ($A < 150$), к которым применяется соотношение (3.47), ротационные уровни не наблюдаются?

Энергия первого возбужденного ротационного уровня четно-четного ядра со спином и четностью $J=2^+$ составляет

$$E_{\text{рот}}^{2^+} = 3\mathbf{h}^2 / F_{\perp}. \quad (3.62)$$

Для установления зависимости $E_{\text{рот}}^{2^+}$ от параметров ядра воспользуемся соотношениями [254]

$$F_{\perp} / F_{\perp}^{\text{TB}} \cong 1.34e, \quad (3.63)$$

$$F_{\perp}^{\text{TB}} \cong \frac{2}{5} m r_0^2 A^{5/3} (1 + 0.33e), \quad (3.64)$$

первое из которых выражает эмпирическую зависимость отношения перпендикулярного момента инерции холодного ядра F_{\perp} к своему твердотельному значению F_{\perp}^{TB} , основанную на экспериментальной информации из [254]. С помощью зависимости (3.63) приблизительно описаны экспериментальные данные в работе [254] для ядер, являющихся хорошими ротаторами с $E^{4+}/E^{2+} \cong 10/3$. Падение $F_{\perp} / F_{\perp}^{\text{TB}}$ с уменьшением деформации в интересующей области $e \leq 0.2$, вероятно, еще круче, чем в (3.63). Из (3.62)–(3.64) легко получить

$$E_{\text{рот}}^{2+} \cong \frac{65}{e(1 + 0.33e)(A/100)^{5/3}} \text{кэВ} \quad (3.65)$$

Из рис. 3.35 (вверху) видно, что между замкнутыми N - и Z - оболочками (в окрестности $A \approx 80, \approx 110, \approx 130$) $E_{\text{виб}}^{2+}$ составляет 0.3–0.6 МэВ. Из (3.65) для $A=100$ и $e=0.1$ –0.2 (рис. 3.34), получаем ту же самую оценку $E_{\text{рот}}^{2+} \cong 300$ –600 кэВ, верхнюю, если учесть вышеприведенное замечание относительно соотношения (3.63). Это совпадение означает, что для ядер с $A < 150$ моды вращения и колебаний нельзя разделить так, как у лантанидов или актинидов, где они отличаются на порядок ($E_{\text{рот}}^{2+} \ll E_{\text{виб}}^{2+}$). По этой же причине едва ли имеет смысл постановка вопроса о конкретной («чистой») природе нижайших уровней 2^+ на аномальных участках области $A < 150$. О том же свидетельствует и критерий E^{4+}/E^{2+} на рис. 3.27: он принимает в тех же интервалах A значения $1 < E^{4+}/E^{2+} < 10/3$ промежуточные по отношению к «хорошим» сферическим (околомагическим) и деформированным ядрам.

Г Л А В А IV

АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

В данной главе на основании полученного выше описания сечений деления и их шансовой структуры, показанных на общем рис. 4.1, представлены результаты проведенного анализа спектров МНД, средней энергии и средней множественности нейтронов деления ^{232}Th [84], ^{235}U [21], ^{238}U [17], ^{237}Np [22] в зависимости от энергии первичных нейтронов E_n .

§4.1. Основные соотношения модели двух источников МНД

В рамках традиционных представлений рассматривается два источника нейтронов, сопровождающих эмиссионное деление ядер: 1) полностью ускоренные осколки деления ядер-изотопов $A, A-1, \dots, A-x_{\max}(E_n)$ – 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

$$\frac{d\bar{n}(E, E_n)}{dE} = \frac{d\bar{n}_{\text{faf}}(E, E_n)}{dE} + \frac{d\bar{n}_{\text{pre}}(E, E_n)}{dE} \quad (4.1)$$

Энергетическое распределение постделительных нейтронов из полностью ускоренных осколков представляется суперпозицией максвеллианов

$$\frac{d\bar{n}_{\text{faf}}(E, E_n)}{dE} = a \sum_{x=0}^{x_{\max}(E_n)} \bar{n}_{fA-x}(\bar{E}_{nx}) m(E) N_M(E, T_x) \frac{s_{fA-x}(E_n)}{s_f(E_n)} \quad (4.2)$$

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

$$F_{A-x}(U) = ds_{nx}(E^* - \sum_{i=0}^x B_{nA-i} - U) / dE, \quad (4.3)$$

где $ds_{nx}(E)/dE$ - спектр нейтронов, вылетающих из возбужденного ядра

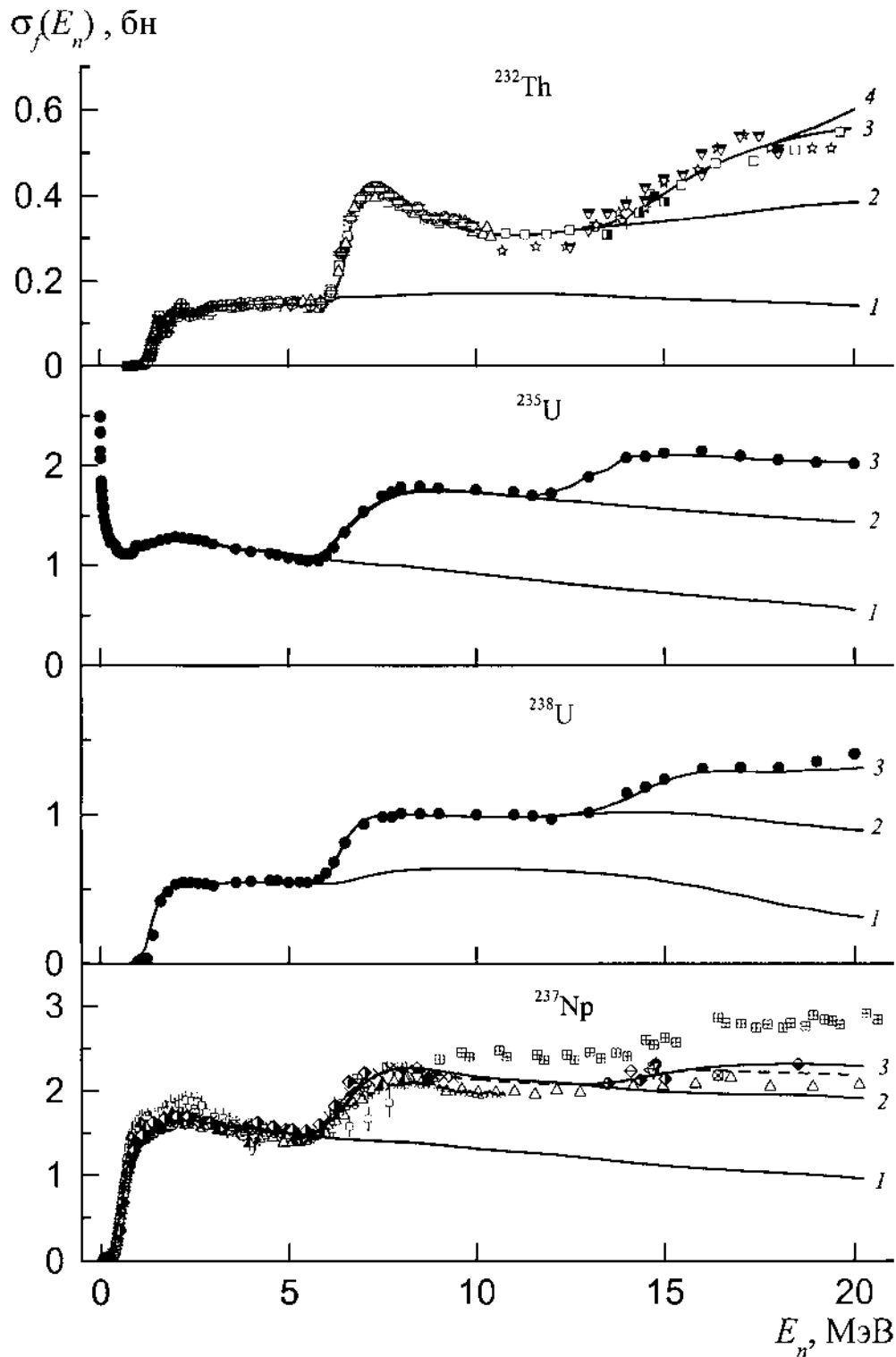


Рис. 4.1. Сечения деления актинидных ядер. Точки для ядер-мишеней ^{232}Th и ^{237}Np – выборка экспериментальных значений из библиотеки EXFOR [173], для ^{235}U и ^{238}U – стандартные значения; кривые: 1 – s_{fA} , 2 – $s_{fA} + s_{fA-1}$, 3 – $s_{fA} + s_{fA-1} + s_{fA-2}$, 4 – $s_{fA} + s_{fA-1} + s_{fA-2} + s_{fA-3}$; Штриховая кривая для ядра ^{237}Np – оценка библиотеки ENDF/B-VI [174]

$A + 1 - x$ (основной конкурирующий канал процессу деления ядра $A + 1 - x$).
Средней энергии возбуждения

$$\bar{U}_{A-x} = \frac{\int_{E_{fA-x}}^{E^* - \sum_{i=0}^x B_{nA-x}} U F_{A-x}(U) dU}{\int_{E_{fA-x}}^{E^* - \sum_{i=0}^x B_{nA-x}} F_{A-x}(U) dU} \quad (4.4)$$

ядра $A - x$, испытывающего деление, соответствует энергия первичных нейтронов $\bar{E}_{nx} = \bar{U}_{A-x} - B_{nA-x}$ и средняя множественность мгновенных нейтронов $\bar{n}_{fA-x}(\bar{E}_{nx})$ из полностью ускоренных осколков.

Оценка средней множественности нейтронов $\bar{n}_{fA-x}(\bar{E}_{nx})$ в (4.2) основывалась на использовании систематики $\bar{n}_f(E_n)$ [113] и ее экстраполяции в область энергий эмиссионного деления $E_n > E_{fA-1}$

$$\begin{aligned} \bar{n}_{fA-x}(\bar{E}_{nx}) = & 2.33 + 0.06 \left[2 - (-1)^{A-x-Z} - (-1)^Z \right] + \\ & + 0.15(Z - 92) + 0.02(A - x - 236) + \\ & + \left[0.130 + 0.006(A - x - 236) \right] (\bar{E}_{fx} - E_{th}), \\ E_{th} = & 18.6 - 0.36Z^2 / (A - x) + 0.2 \left[2 - (-1)^{A-x-Z} - (-1)^Z \right] - B_{nA-x}, \end{aligned} \quad (4.5)$$

где A – массовое число составного ядра. В работе [113] дано соотношение для оценки $\bar{n}_f(Z, A, E_n)$, где A – массовое число ядра-мишени. Константа a в (4.2) 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

$$T_x = 2b\bar{E}_{fx} / 3 \quad (4.6)$$

варьировалась с помощью константы b в пределах 3%. Величину \bar{E}_{fx} можно определить по формуле Террелла (1.28) [115] с универсальными для всех ядер параметрами $a = 0.75$ МэВ и $b = 0.65$ МэВ [111].

Дифференциальный выход предделительных нейтронов при эмиссионном делении можно представить соотношением

$$\frac{d\bar{n}_{pre}(E, E_n)}{dE} = \sum_{x=1}^{x_{max}(E_n)} \left(\sum_{i=x}^{x_{max}(E_n)} N_{xi}(E) \frac{S_{fA-i}(E_n)}{S_f(E_n)} \right) \quad (4.7)$$

В формуле (4.7)

$$N_{xi}(E) = \frac{ds_{nx}(E, E_n)}{dE} f_i(E, E_n) \Big/ \int_E \frac{ds_{nx}(E, E_n)}{dE} f_i(E, E_n) dE \quad (4.8)$$

– 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:

$$f_i(E, E_n) = P_{f_{A-i}}(U_i = E^* - \sum_{x=1}^i B_{nA-x+1} - E). \quad (4.9)$$

С точностью до эффектов туннельной проницаемости барьера деления, при энергиях $U_i \leq E_{f_{A-i}}$ 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 $E = E_i^{\text{th}} = E^* - \sum_{x=1}^i B_{nA-x+1} - E_{f_{A-i}}$.

Исследуемые нами спектры нейтронов относятся к области энергий первичных нейтронов $E_n < 20$ МэВ, где могут проходить одношансовые, двухшансовые и трехшансовые реакции деления $(n, xn'f)$ $x=0, 1, 2$. В области энергий $E_n < E_{f_{A-1}}$ одношансовой реакции ($x=0$) $d\bar{n}_{\text{pre}}/dE = 0$. Выражение для спектра предделительных нейтронов в интервале энергий $E_{f_{A-1}} \leq E_n < B_{nA-1} + E_{f_{A-2}}$ двухшансовой реакции ($x_{\text{max}}(E_n) = 1$ в (4.7)) имеет вид

$$\frac{d\bar{n}_{\text{pre}}(E, E_n)}{dE} = N_{11}(E) \frac{s_{f_{A-1}}(E_n)}{s_f(E_n)}, \quad (4.10)$$

а в интервале энергий $B_{nA-1} + E_{f_{A-2}} \leq E_n < B_{nA-1} + B_{nA-2} + E_{f_{A-3}}$ трехшансовой реакции ($x_{\text{max}}(E_n) = 2$ в (4.7))

$$\frac{d\bar{n}_{\text{pre}}(E, E_n)}{dE} = N_{11}(E) \frac{s_{f_{A-1}}(E_n)}{s_f(E_n)} + N_{12}(E) \frac{s_{f_{A-2}}(E_n)}{s_f(E_n)} + N_{22}(E) \frac{s_{f_{A-2}}(E_n)}{s_f(E_n)}. \quad (4.11)$$

Дифференциальному соотношению (4.1) соответствует интегральное

выражение

$$\bar{n}(E_n) = \bar{n}_{\text{faf}}(E_n) + \bar{n}_{\text{pre}}(E_n), \quad (4.12)$$

которое определяет среднее число нейтронов на акт деления в предположении двух источников нейтронов. В (4.12) первый член

$$\bar{n}_{\text{faf}} = \sum_{x=0}^{x_{\text{max}}(E_n)} \bar{n}_{fA-x}(\bar{E}_{nx}) \frac{\mathbf{s}_{fA-x}(E_n)}{\mathbf{s}_f(E_n)} \quad (4.13)$$

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

$$\bar{n}_{\text{pre}}(E_n) = \sum_{x=1}^{x_{\text{max}}(E_n)} x \frac{\mathbf{s}_{fA-x}(E_n)}{\mathbf{s}_f(E_n)} = \sum_{x=0}^{x_{\text{max}}(E_n)} x \frac{\mathbf{s}_{fA-x}(E_n)}{\mathbf{s}_f(E_n)} \quad (4.14)$$

– предделительных нейтронов (pre). Средняя энергия нейтронов деления по двухкомпонентному спектру (4.1) определяется соотношением

$$\bar{E}(E_n) = (\bar{n}_{\text{faf}}(E_n) \bar{E}_{\text{faf}}(E_n) + \bar{n}_{\text{pre}}(E_n) \bar{E}_{\text{pre}}(E_n)) / \bar{n}(E_n). \quad (4.15)$$

Для одношансовой реакции (n, f) ($E_n < E_{fA-1} \approx 6$ МэВ, $x_{\text{max}}(E_n) = 0$) в соотношении (4.12) $\bar{n}_{\text{pre}}(E_n) = 0$ и $\bar{n}(E_n) = \bar{n}_{\text{faf}}(E_n) = \bar{n}_{fA}(E_n)$, а $\bar{E}(E_n) = \bar{E}_{\text{faf}}(E_n)$.

В основе описания наблюдаемой характеристики $\bar{n}(E_n)$ лежит систематика Ховертона [113] (формула (4.5)). Она используется для оценки выхода постделительной компоненты нейтронов $\bar{n}_{\text{faf}}(E_n)$. 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 $\bar{n}_{\text{pre}}(E_n)$.

§4.2. Модель трех источников МНД

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 [10, 14, 18, 23] 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. Основываясь на теоретических работах Бруннера и Пауля [255], рассмотрим сформировавшиеся осколки к моменту разделения как систему двух частиц, в которой потенциал взаимодействия складывается из действия отталкивающих кулоновских сил и ядерных сил притяжения. Предполагается, что в такой системе обеспечивается условие статистического равновесия по всем степеням свободы и время ее жизни позволяет осколкам (неускоренным) излучать нейтроны, если это энергетически возможно.

Уравнение баланса для системы сформированных соприкасающихся осколков к моменту разделения и в момент их полного ускорения можно записать в виде (если не рассматривать эмиссию частиц и g -квантов)

$$c^2(M_A - M_1 - M_2) + E_n + B_{nA} = V(s_0) + h + V_{\text{def}} + \sum_{i=1,2} E_{i0}^* = TKE + \sum_{i=1,2} E_{i\infty}^*. \quad (4.16)$$

Здесь M_i – массы делящегося ядра ($i = A$) и образовавшихся осколков ($i = 1, 2$), $V(s_0)$ – полный потенциал взаимодействия, состоящий из кулоновского и ядерного потенциалов, где $s_0 = (1 + a_1)r_0A_1^{1/3} + (1 + a_2)r_0A_2^{1/3}$ – расстояние между центрами соприкасающихся осколков с параметрами деформации a_1 и a_2 , h – их виртуальная кинетическая энергия в “момент разделения”. Потенциальная энергия взаимодействия осколков полностью определяет суммарную кинетическую энергию ТКЕ при полном их ускорении; V_{def} – энергия

деформации осколков, с которой согласно капельной модели, отождествляется энергия возбуждения полностью ускоренных осколков $\sum_{i=1,2} E_{i\infty}^*$ (с точностью до тепловой энергии системы в точке разрыва); $\sum_{i=1,2} E_{i0}^*$ – суммарная энергия возбуждения внутренних степеней свободы (тепловая энергия) дополнительных осколков, которая реализовалась при переходе ядра от седловой точки к конфигурации соприкасающихся осколков. В работе [23] с энергией возбуждения E_{i0}^* связали 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 (4.1).

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 E_{i0}^* зависит от энергии бомбардирующих нейтронов, а 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

$$E_{i0}^* = C(E_n + B_{nA}) \frac{A_i}{A} > B_{nA_i}, \quad (4.17)$$

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. Следует отметить, что в [255] авторы

представили вариант теоретической модели двуядерной системы, в рамках которой описывали характер изменения величины средней кинетической энергии осколков от отношения масс осколков.

Несмотря на трудность физического обоснования существования долгоживущей системы соприкасающихся осколков, в рамках статистической модели можно рассчитать спектр нейтронов, излученных из такой системы неускоренных осколков (naf) [23]

$$\frac{d\bar{n}_{\text{naf}}(E, E_n)}{dE} = \frac{S_{fA}}{S_f} \sum_{A_i} Y(A_i) \int_{E_{i0}^*}^{E_{i0}^*} G(E_{i0}^*, < E_{i0}^* >) \times \left[\sum_{Z_j} P(A_i, Z_j) N(E, A_i, Z_j, E_{i0}^*) \right] dE_{i0}^*, \quad (4.18)$$

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}^* . Он определялся в приближении малых угловых моментов для плотности уровней $r(J) = (2J + 1)r(U, 0)$ и соответствующем ему выражении Вайскопфа

$$N(E, A_i, Z_j, E_{i0}^*) = \frac{g_n k_n^2(E) S_{cn}(E, U) r(U, A_i, Z_j, 0)}{\int_0^{E_{\max}} g_n k_n^2(E') S_{cn}(E', U') r(U', A_i, Z_j, 0) dE'}. \quad (4.19)$$

Здесь $g_n k_n^2 = (2s_n + 1)2mE/\hbar^2$, где s_n и m – спин и масса нейтрона; $U = E_{i0}^* - B_{nA_iZ_j} - E$. Плотность ядерных уровней $r(U, A_i, Z_j, 0)$ рассчитывалась в рамках феноменологического варианта обобщенной сверхтекучей модели, учитывающей парные корреляции нуклонов, оболочечные и коллективные эффекты, с параметрами модели из систематики [88]. Энергия связи нейтрона в осколках $B_{nA_iZ_j}$ брались из [239]. Сечение обратной реакции $S_{cn}(E, U)$ в нейтронном канале полагают равным сечению образования составного ядра при

бомбардировке ядра-мишени в основном состоянии ($U=0$) нейтронами с энергией E и его рассчитывают по оптической модели.

При оценке спектра нейтронов согласно (4.18) делалось предположение, что функция распределения энергии возбуждения внутренних степеней свободы сформировавшихся осколков к моменту разделения (в точке разрыва) есть гауссиан со средним значением $C[E_n + B_{nA}]$ и соответственно для отдельного осколка $\langle E_{i0}^* \rangle = C[E_n + B_{nA}]A_i / A$. Использование δ -функции $d(E_{i0}^* - \langle E_{i0}^* \rangle)$ вместо гауссиана $G(E_{i0}^*, \langle E_{i0}^* \rangle)$ в выражение (4.18) приводит к появлению небольшого “дребезга” в спектре. При этом средние характеристики спектра (средняя энергия и полный выход нейтронов) в обоих случаях практически совпадают. Можно предположить, что распределение Гаусса более адекватно отражает процесс перераспределения энергии возбуждения составного ядра между внутренними и коллективными степенями свободы при переходе делящейся системы от седловой точки к конфигурации соприкасающихся осколков. Зарядовое распределение $P(A_i, Z_j)$ определялось согласно [256], где выходы ядер-изобар описывались гауссовым распределением. При расчете спектров нейтронов согласно (4.18) использовались экспериментальные массовые распределения, полученные в работе [257] для энергии первичных нейтронов 16.5 МэВ, что вполне приемлемо для целей данного анализа.

На рис. 4.2 представлены расчетные спектры согласно (4.18) ($A=^{239}\text{U}$, $E_n=14.7$ МэВ) для трех значений коэффициента $C=0.3; 0.5; 1$. Видно, что от параметра C существенным образом зависит жесткость спектра и выход нейтронов из неускоренных осколков. Пока не ясно, как можно теоретически оценить величину параметра C .

С учетом третьего источника нейтронов (4.18), запишем соотношение для дифференциального выхода нейтронов деления

$$\frac{d\bar{n}(E, E_n)}{dE} = \frac{d\bar{n}_{\text{faf}}(E, E_n)}{dE} + \frac{d\bar{n}_{\text{pre}}(E, E_n)}{dE} + \frac{d\bar{n}_{\text{naf}}(E, E_n)}{dE} \quad (4.20)$$

Первые два члена в (4.20) определяются теми же соотношениями (4.2) и (4.7),

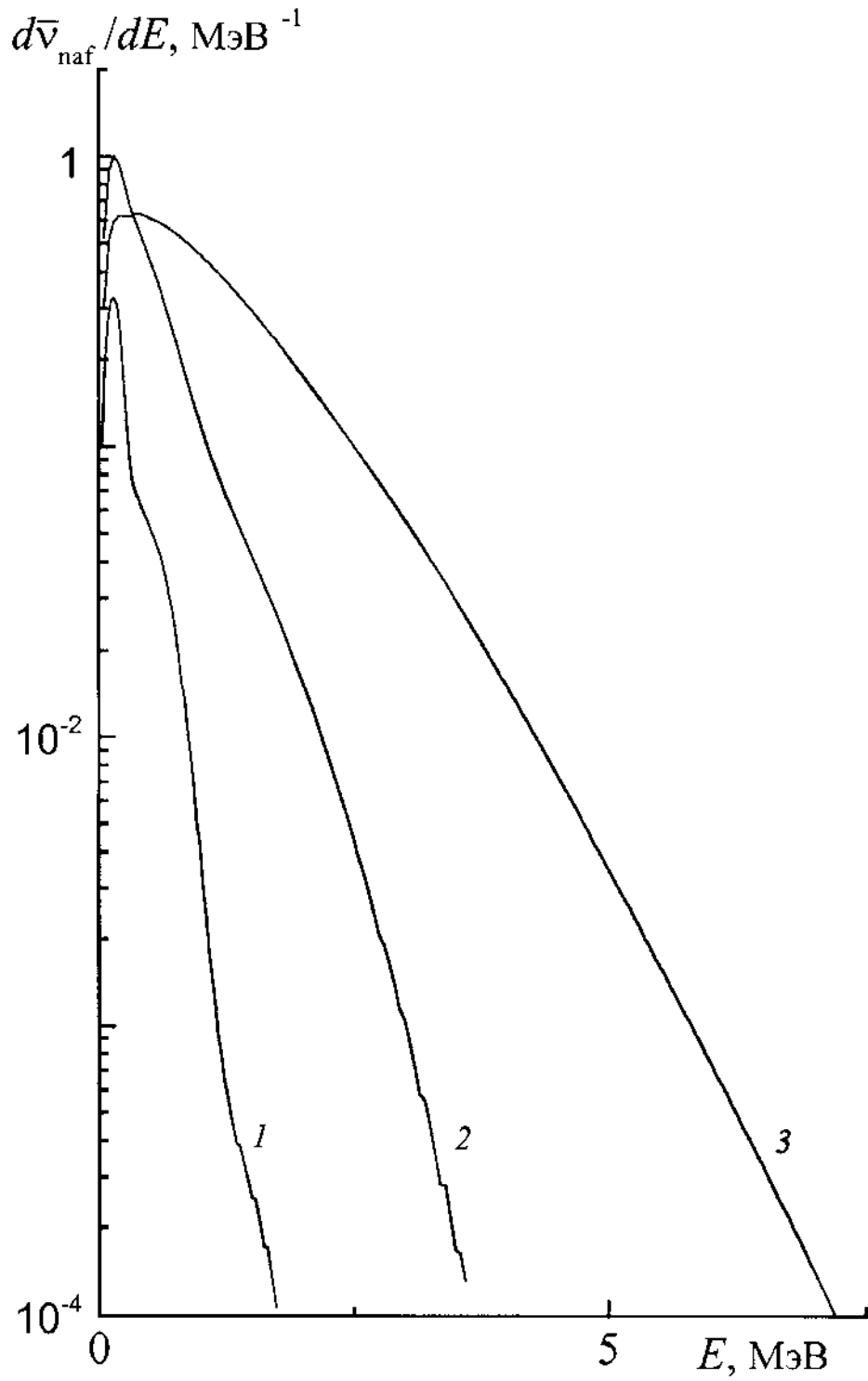


Рис. 4.2. Спектры нейтронов из неускоренных осколков согласно (4.18).

Кривые 1, 2 и 3 ($A=^{239}\text{U}$, $E_n=14.7$ МэВ) соответствуют $C=0.3$; 0.5 и 1

что и в модели двух источников (4.1). Коэффициент C в (4.17), от которого зависит жесткость спектра (4.18), при описании экспериментальных распределений $R(E, E_n)$ при $E_n > 13$ МэВ с учетом трех источников нейтронов (4.20) был подгоночным параметром. В этом случае при расчете спектра постделительных нейтронов согласно (4.2) средний выход нейтронов \bar{n}_{fA} ($x=0$, первый шанс) определялся с учетом того, что часть осколков деления ядер A уже излучила нейтроны из неускоренного состояния (4.18). Средняя энергия, приходящаяся на один такой осколок (легкий $i=1$ или тяжелый $i=2$) при полном его ускорении, будет меньше на величину $\bar{B}_{nA_i} + \bar{e}_i$ ($i=1, 2$), затраченную на эмиссию в самом начале. Это соответствует как бы меньшему значению энергии первичных нейтронов $E'_n = E_n - \sum_i (\bar{B}_{nA_i} + \bar{e}_i)$ при оценке $\bar{n}'_{fA} = \bar{n}_{fA}(E'_n)$ для этой части осколков. Средний выход нейтронов для всех полностью ускоренных осколков можно определить как $\bar{n}_{fA} = p\bar{n}'_{fA}(E'_n) + (1-p)\bar{n}_{fA}(E_n)$, где $p = \bar{n}_{naf} / \bar{n}_{naf}^{\max}$ ($\bar{n}_{naf}^{\max} = 2S_{fA} / S_f$) – доля осколков в общем балансе, которые излучили нейтрон из неускоренного состояния.

С учетом третьего источника нейтронов средняя множественность мгновенных нейтронов на акт деления и средняя энергия по спектру (4.20) соответственно имеют вид

$$\bar{n}(E_n) = \bar{n}_{faf}(E_n) + \bar{n}_{pre}(E_n) + \bar{n}_{naf}(E_n) \quad (4.21)$$

$$\bar{E}(E_n) = (\bar{n}_{faf}(E_n)\bar{E}_{faf}(E_n) + \bar{n}_{pre}(E_n)\bar{E}_{pre}(E_n) + \bar{n}_{naf}(E_n)\bar{E}_{naf}(E_n)) / \bar{n}(E_n). \quad (4.22)$$

§4.3. Описание спектров деления ^{238}U при $E_n = 6$ и 7 МэВ

(на пороге и выше порога эмиссионного деления)

На рис. 4.3 показаны экспериментальные и расчетные зависимости

$$R(E, E_n) = \frac{d\bar{n}(E, E_n)/dE}{\bar{n}(E_n)N_{Cf}(E)} \quad \text{для энергий первичных нейтронов } E_n = 6 \text{ и } 7 \text{ МэВ [17].}$$

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

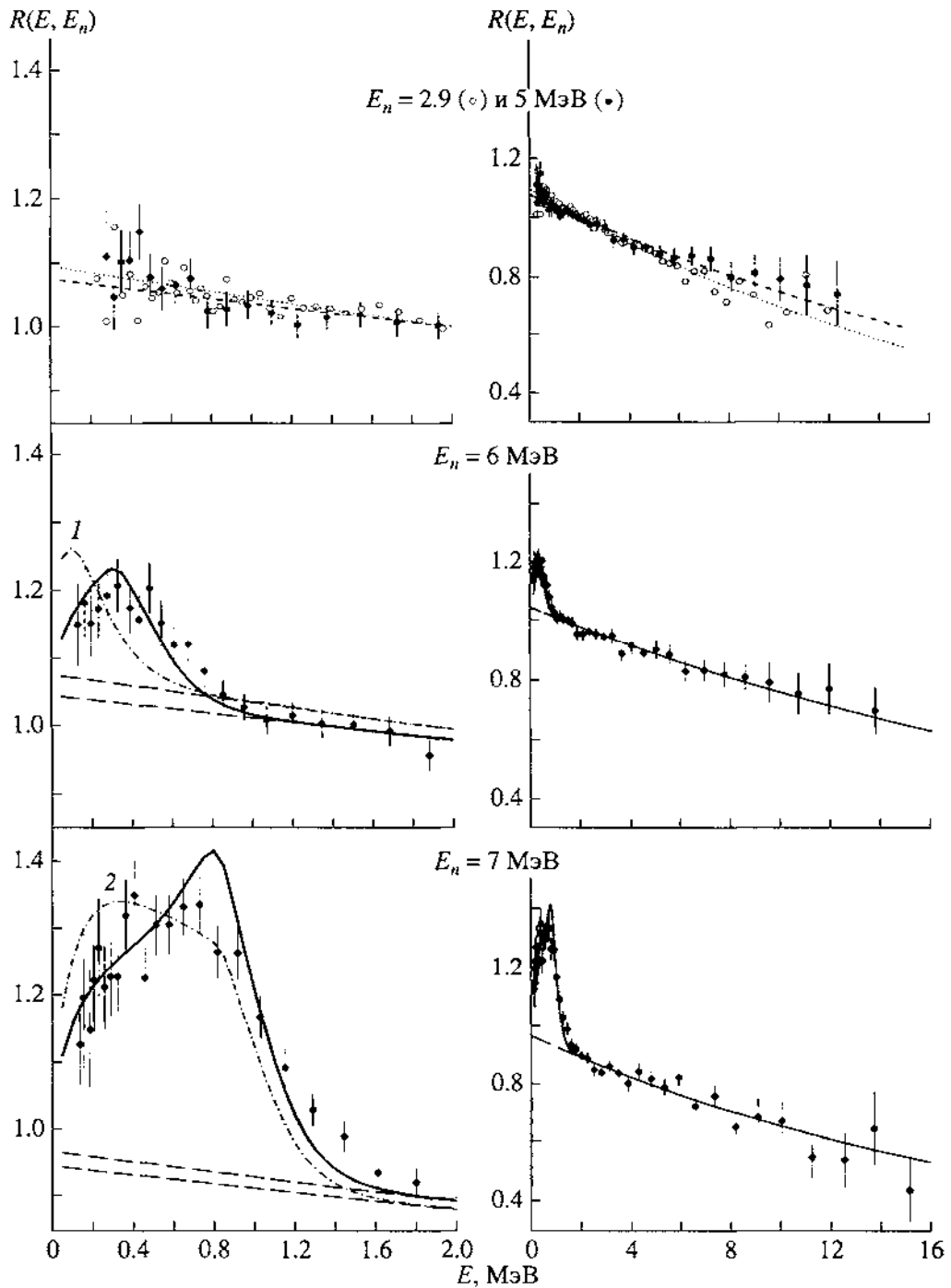


Рис. 4.3. Отношения $R(E, E_n)$ исследованных спектров нейтронов деления $^{238}\text{U} + n$ к спектру нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf . Точки – экспериментальные значения. Точечная (для $E_n = 2.9$ МэВ) и штриховая (для 5 МэВ) кривые – отношения максвелловских распределений (1.29). Сплошные и штрихпунктирные кривые – различные варианты описания экспериментальных распределений для $E_n = 6$ и 7 МэВ (см. текст). Штриховые линии – уровень постделительной компоненты

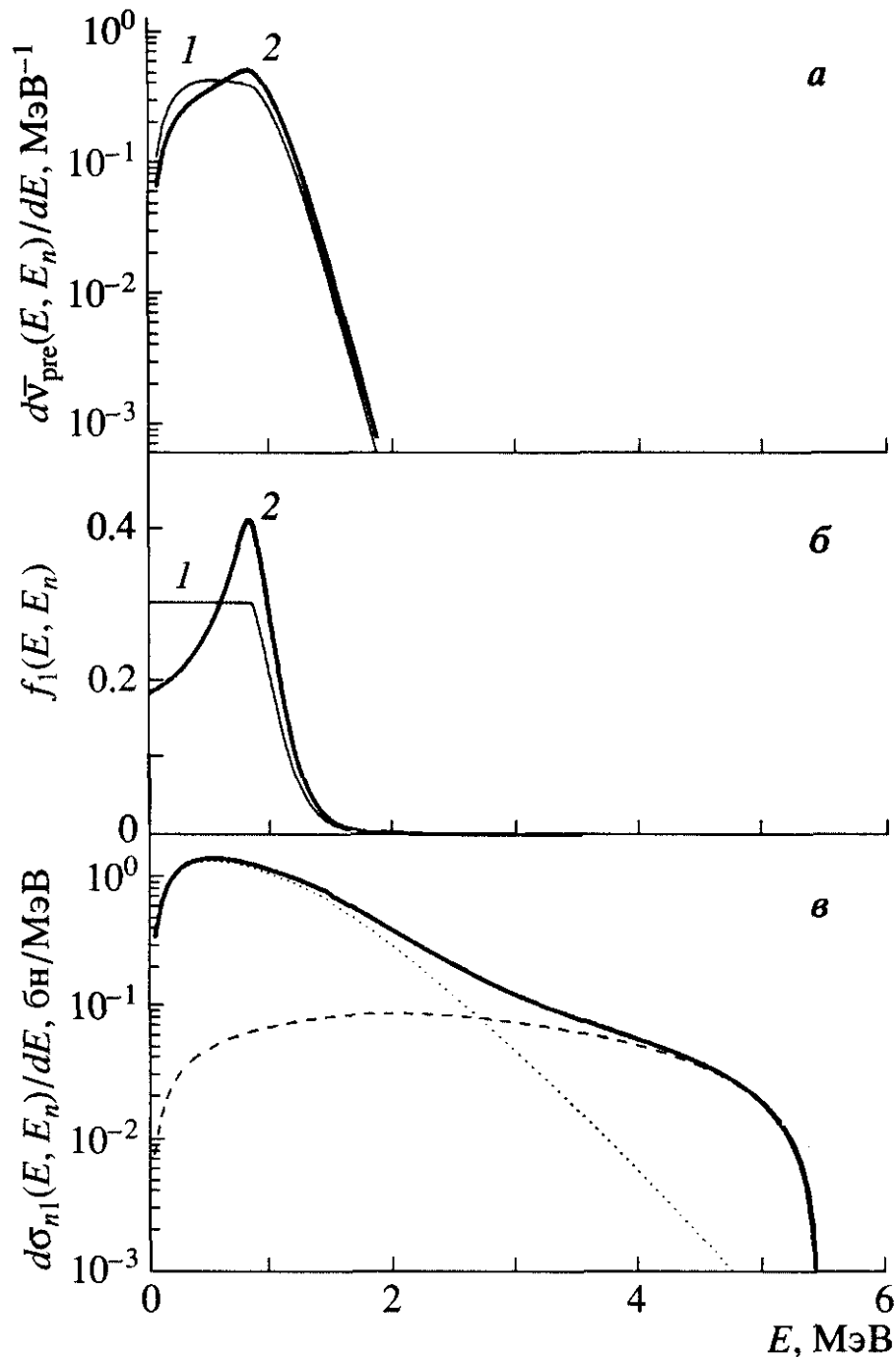


Рис. 4.4. *a* – Спектр предделительных нейтронов для $E_n = 7$ МэВ, рассчитанный для двух вариантов функции обрезания $f_1(E, E_n)$: моделируемой в виде ступеньки со сглаженным краем (кривая 1) и определенной согласно (4.9) (кривая 2). *б* – Функция обрезания; обозначения кривых те же, что на рис. *a*. *в* – Спектр первых нейтронов (сплошная кривая) и его компоненты: компаундная (точечная кривая) и предравновесная (штриховая кривая)

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 $(n, n'f)$. На рис. 4.4, а показан спектр предделительных нейтронов $d\bar{n}_{\text{pre}}(E, E_n)/dE$ для $E_n = 7$ МэВ, рассчитанный согласно (4.7) ($x_{\text{max}}(E_n) = 1$) для двух вариантов функции обрезания (приведена на рис. 4.4, б): с $f_1(E, E_n)$, моделируемой в виде ступенчатой функцией со сглаженным краем (кривая 1) и $f_1(E, E_n) = P_{fA-1}(U = E_n - E)$ ($i = 1$ в (4.9)) (кривая 2). С точностью до туннельной проницаемости барьера деления, обрезание спектра первых нейтронов $dS_{n1}(E, E_n)/dE$ (рис. 4.4, в) порогом реакции $(n, n'f)$ происходит при энергии вторичных нейтронов $E = E_1^{\text{th}} = E_n - B_{fA-1}$. Из рис. 4.4 видно, что спектр предделительных нейтронов (рис. 4.4, а) в основном определяется компаундной компонентой спектра первых нейтронов (рис. 4.4, в). Доля же предравновесных нейтронов с энергиями $E \leq 1.5$ МэВ в спектре предделительных нейтронов более чем на порядок меньше доли компаундных. Различные варианты описания экспериментальных данных для $E_n = 6$ и 7 МэВ выражением (4.1), т.е. линейной комбинацией постделительных нейтронов $d\bar{n}_{\text{faf}}(E, E_n)/dE$ (4.2) и предделительных нейтронов $d\bar{n}_{\text{pre}}(E, E_n)/dE$ (4.7) для $x_{\text{max}}(E_n) = 1$, представленные в виде отношений $R(E, E_n)$, показаны на рис. 4.3.

Средние выходы \bar{n}_i , энергии \bar{E}_i ($i = \text{faf}, \text{pre}$) для компонент спектров нейтронов и сечения деления шансов S_{fA-x} для различных вариантов расчета даны в табл. 4.1.

Наилучшее описание экспериментальных данных для $E_n = 6$ МэВ достигается с функцией обрезания $f_1(E, E_n) = P_{fA-1}(U = E_n - E)$ рассчитанной для $E_n = 6.5$ МэВ, а не 6 МэВ как должно быть. В этом варианте расчета сечение

деления $S_f = S_{f239} + S_{f238}$ и его составляющие: сечение первого S_{f239} и второго S_{f238} шанса брались из самосогласованного описания стандартного сечения деления ядра-мишени ^{238}U с разложением его на отдельные шансы (см. рис. 4.1).

Таблица 4.1

Расчетные средние выходы, средние энергии (в МэВ) для компонент спектров нейтронов и сечения деления отдельных шансов (в бн)

Функция обрезания	\bar{n}	\bar{n}_{faf}	\bar{n}_{pre}	\bar{E}	\bar{E}_{faf}	\bar{E}_{pre}	S_{f239}	S_{f238}	c_N^2 / N
$E_n = 6$ МэВ									
$f_1(E, E_n = 6 \text{ МэВ})$	3.201	3.155	0.046	1.995	2.020	0.261	0.536*	0.026**	1.42
$f_1(E, E_n = 6.5 \text{ МэВ})$	3.201	3.115	0.086	1.994	2.038	0.391	0.536*	0.051*	0.50
$E_n = 7$ МэВ									
$f_1(E, E_n = 7 \text{ МэВ})$	3.374	2.980	0.394	1.861	2.018	0.676	0.582*	0.379*	1.16
f_1 ступенчатая	3.374	2.980	0.394	1.859	2.026	0.600	0.582*	0.379*	2.07

Примечание. Приведены значения средних выходов и средних энергий: \bar{n}_{faf} , \bar{E}_{faf} для постделительных нейтронов из полностью ускоренных осколков; $\bar{n}_{\text{pre}} = S_{f238} / S_f$, \bar{E}_{pre} для предделительных нейтронов; $\bar{n} = \bar{n}_{\text{faf}} + \bar{n}_{\text{pre}}$, а \bar{E} определяется согласно (4.15).

* Значения получены из описания стандартного сечения деления ^{238}U с разложением его на отдельные шансы.

** Сечение деления второго шанса S_{f238} получено из условия наилучшего описания спектра нейтронов деления с функцией обрезания $f_1(E, E_n = 6 \text{ МэВ})$.

При описании экспериментального распределения $R(E, E_n)$ для $E_n = 6$ МэВ с собственной функцией обрезания $f_1(E, E_n = 6 \text{ МэВ})$ потребовалось уменьшить значение сечения второго шанса S_{f238} почти в два раза (см. табл. 4.1), чтобы наилучшим образом подогнать к данным измерения. На рис.4.3 видно, что для этого варианта расчетная кривая I не проходит по экспериментальным точкам в области низких энергий $E < 0.8$ МэВ. Для наглядности мягкая часть спектра ($E \leq 2$ МэВ) для $E_n = 6$ и 7 МэВ показана на рис. 4.3 слева, а спектры во всем

диапазоне измеряемых энергий E —справа. Расчетный спектр предделительных нейтронов для $E_n = 6$ МэВ получается более мягким, чем спектр, наблюдаемый на эксперименте. Описание с функцией $f_1(E, E_n = 6.5 \text{ МэВ})$, которому соответствует сплошная кривая на рис. 4.3, удовлетворительно согласуется с результатами опыта.

В отличие от $E_n = 6$ МэВ описание экспериментального распределения $R(E, E_n)$ для 7 МэВ с собственной функцией $f_1(E, E_n = 7 \text{ МэВ})$ воспроизводит форму наблюдаемого распределения во всем диапазоне измеренных энергий $E = 0.14\text{--}15$ МэВ (сплошная кривая), свидетельствуя об адекватной интерпретации особенностей, связанных с эмиссией предделительных нейтронов. В области низких энергий $E < 1.8$ МэВ они отчетливо проявляются на фоне почти линейной зависимости постделительных нейтронов из полностью ускоренных осколков. Кривая 2, рассчитанная с функцией обрезания в виде ступеньки со сглаженным краем (упрощенный вариант моделирования $f_1(E, E_n)$), несколько хуже воспроизводит форму спектра в области энергий предделительных нейтронов.

Необходимы дополнительные экспериментальные исследования, чтобы установить причину, по которой описание с собственной функцией обрезания $f_1(E, E_n = 6 \text{ МэВ})$ не согласуется с результатами эксперимента при $E_n = 6$ МэВ. Этому могли способствовать детальные измерения и анализ спектров нейтронов деления по обе стороны от порога эмиссионного деления $E_n = E_{f_{A-1}}$, например, в диапазоне энергий первичных нейтронов E_n от 5.6 до 6.6 МэВ с шагом $\Delta E_n = 0.2$ МэВ. При энергиях $E_n < E_{f_{A-1}}$ вероятность деления ядра $A-1$ (^{238}U) второго шанса будет определяться туннельной проницаемостью, которая чувствительна к форме барьера деления. Несоответствие формы барьера, используемой в расчете и реально существующей, может быть причиной того, что возникает необходимость подбирать $f_1(E, E_n)$. Для $E_n = 7$ МэВ энергия возбуждения делящегося ядра $A-1$ (^{238}U) на 1 МэВ выше высоты барьера и $f_1(E, E_n)$ практически нечувствительна к его форме. В принципе причина

может быть другая.

Таким образом, в рамках модели двух источников с помощью соотношений (4.1) удастся описать экспериментальные распределения нейтронов при эмиссионном делении ядра-мишени ^{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 падения 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 дает возможность наблюдать его на фоне постделительной компоненты в измеренных зависимостях $R(E, E_n)$.

На рис. 4.5 представлены распределения $R(E, E_n)$ в интервале энергий первичных нейтронов $E_n = 7 - 9$ МэВ для ядра ^{238}U . Экспериментальный спектр МНД (сплошные точки) для 7 МэВ тот же, что и на рис. 4.3, получен с низким порогом по энергии нейтронов $E = E_{\min} = 0.140$ МэВ и с четкой постделительной компонентой. Анализ [17] однозначно показал, что модель двух источников адекватна результатам эксперимента. Данные работы [117] для $E_n = 7, 8, 9$ МэВ (светлые треугольники), измеренные с более высоким порогом $E = E_{\min} = 0.6-0.7$ МэВ и очень большим разбросом экспериментальных точек при высоких энергиях E , затрудняют сделать такой же однозначный вывод, как в первом случае. Большое рассеяние точек и значительный подъем на “хвостах” распределения не позволяет четко определить уровень постделительной компоненты (точечные кривые) под вкладом предделительных нейтронов. На рис. 4.5 сплошная кривая 1 для $E_n = 7$ МэВ та же, что и на рис. 4.3, кривая 2 – описание данных [117]. Сплошными кривыми 1 и 2 для $E_n = 8$ и 9 МэВ показаны различные варианты описания в модели двух источников экспериментальных точек [117], демонстрируя трудность анализа таких данных.

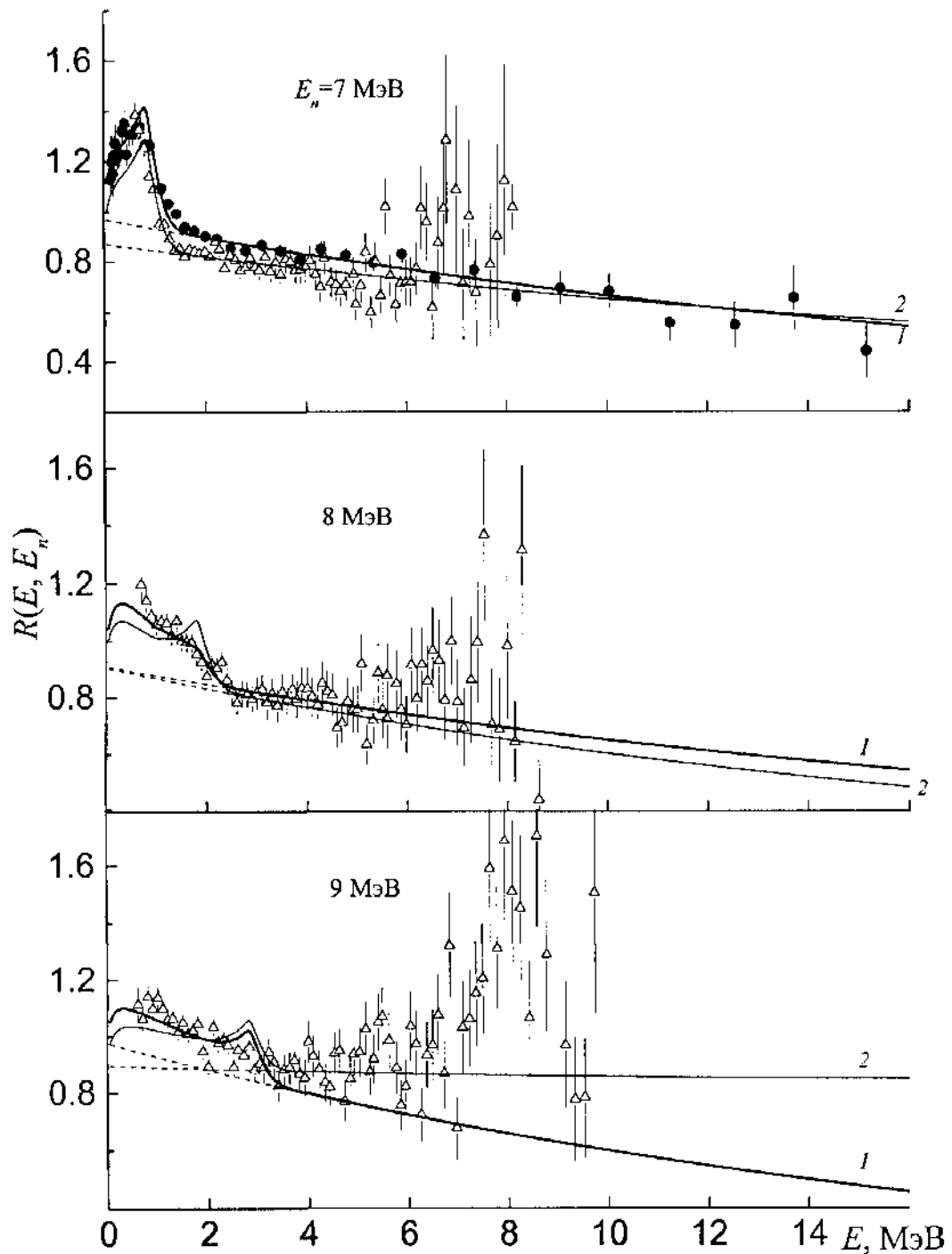


Рис. 4.5. Распределения $R(E, E_n)$ при энергии первичных нейтронов $E_n = 7, 8$ и 9 МэВ для ядра ^{238}U . Результаты эксперимента: ● [17], Δ [117]. Сплошные кривые – расчет в модели двух источников, точечные кривые – уровень постделительной компоненты под вкладом предделительных нейтронов. 7 МэВ: кривая 1 – описание точек ●, 2 – Δ. 8 и 9 МэВ: кривые 1 и 2 – варианты описания точек Δ

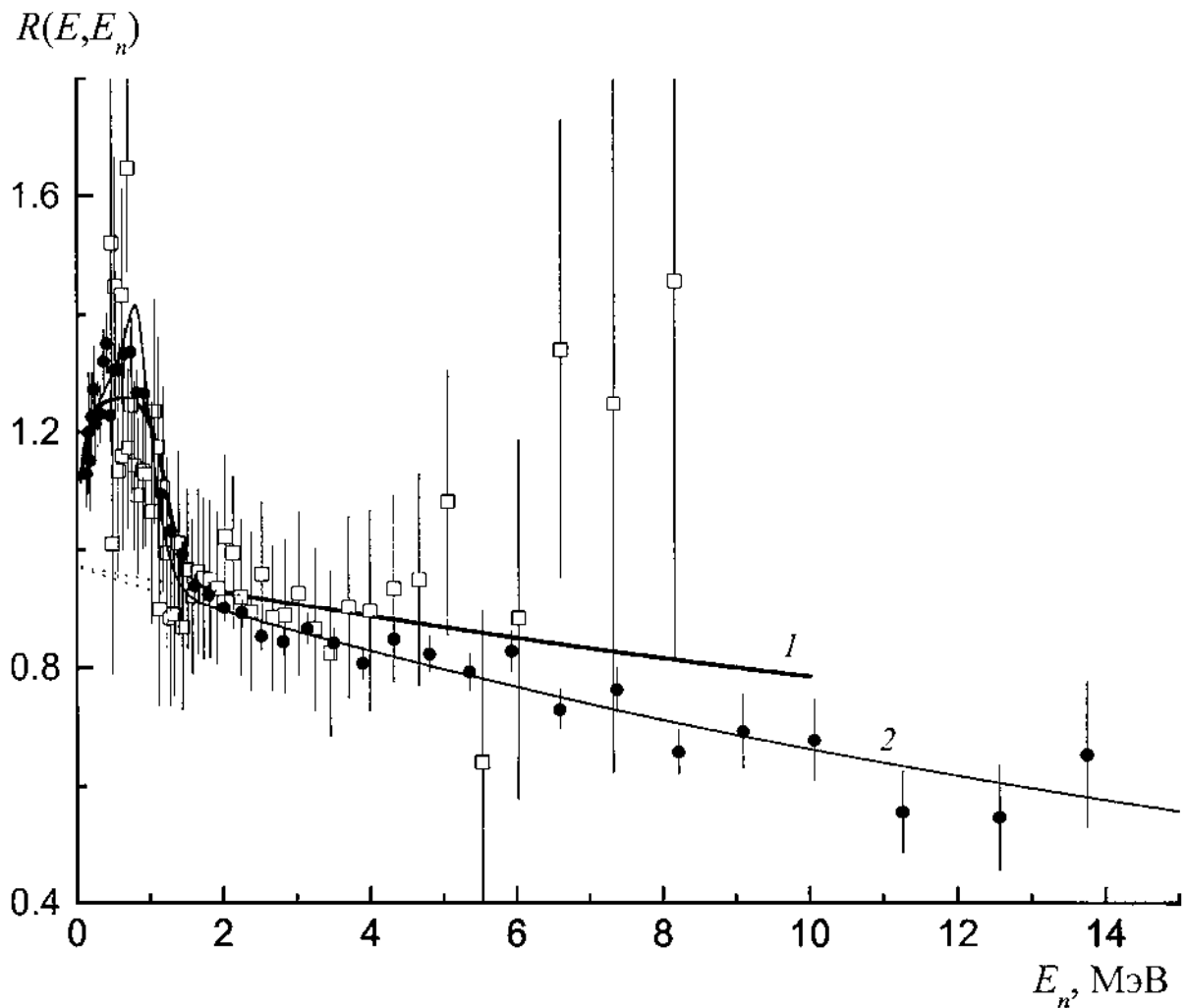


Рис. 4.6. Отношение $R(E, E_n)$ при $E_n = 7$ МэВ исследованных спектров нейтронов деления к спектру нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf .

Экспериментальные точки: \square – $^{235}\text{U} + n$ [258], \bullet – $^{238}\text{U} + n$ [17]. Сплошные кривые 1 и 2 – результаты описания отношения $R(E, E_n)$ в модели двух источников нейтронов (см. текст) соответственно для ядер ^{235}U и ^{238}U , точечные кривые – уровень постделительной компоненты под колоколом предделительных нейтронов.

На рис. 4.6 приведены измеренные энергетические зависимости $R(E, E_n)$ для энергий первичных нейтронов $E_n = 7$ МэВ для ядра ^{235}U в работе Бертини [258] и для ядра ^{238}U в нашей работе [17]. Видно, что данные работы [258] имеют более высокую погрешность экспериментальных точек, меньший диапазон измеряемых энергий и сильно флуктуируют в сравнении с результатами [17].

Тем не менее, в том и другом случае имеются общие закономерности в изменении формы распределений ^{235}U и ^{238}U в сравнении с однотипной формой $R(E, E_n)$ одношансового деления ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U , ^{237}Np (см. рис.1.5) [10, 12].

Появление специфической особенности в мягкой части экспериментальных распределений в форме колокола составляет контраст почти линейной зависимости $R(E, E_n)$ для $E_n = 2.9$ МэВ (рис. 1.5) в той же области энергий вторичных нейтронов. При более высоких энергиях $E \geq 2$ МэВ для $E_n = 7$ МэВ, распределения имеют форму, характерную для постделительных нейтронов.

Особенность в форме распределений $E_n = 7$ МэВ связана с вкладом предделительных нейтронов. Вариант описания экспериментальных данных ^{235}U при $E_n = 7$ МэВ выражением (4.1), представленный в виде отношений $R(E, E_n)$, показан на рис. 4.6 кривой 1. Кривая 2 на рис. 4.6 соответствует кривой 1 на рис. 4.5 для $E_n = 7$ МэВ. Из-за сильного разброса экспериментальных точек и больших ошибок для данных ^{235}U в области низких энергий $E < 2$ МэВ можно говорить скорее о качественном, чем о количественном согласии результатов эксперимента и расчета в рамках модели двух источников. В сравнении с результатами для ядра ^{235}U , распределение $R(E, E_n)$ для ядра ^{238}U измерено с гораздо меньшими погрешностями, с более низким энергетическим порогом регистрации нейтронов и в более широком диапазоне исследуемых энергий. Это дает надежное тестирование используемой модели.

§4.4. Особенности формы спектров нейтронов, сопровождающих эмиссионное деление при $E_n > 13$ МэВ

На рис. 4.7 показано "семейство" однотипных распределений $R(E, E_n)$ для эмиссионного деления ядра-мишени ^{238}U нейтронами с энергией $E_n = 13.2, 14.7, 16.0$ и 17.7 МэВ. Анализ особенностей формы $R(E, E_n)$ при $E_n > 13$ МэВ представлен в [14, 15, 17, 23]. Здесь остановимся на основных моментах в связи с экспериментальной информацией для $E_n = 6$ и 7 МэВ. При высоких энергиях $E_n > 13$ МэВ проявление эффекта обрезания спектра первых нейтронов порогом реакции $(n, n'f)$ при энергии $E = E_1^{\text{th}} = E_n - B_{fA-1}$ связано с предравновесной компонентой нейтронов, тогда как при $E_n = 6$ и 7 МэВ – с компаундной (испарительной) составляющей. На рис. 4.8 для $E_n = 14.7$ МэВ показаны: a – расчетный спектр предделительных нейтронов $d\bar{n}_{\text{pre}}(E, E_n)/dE$ и его компоненты (4.11), b – функция обрезания $f_i(E, E_n)$ ($i=1, 2$) и c – расчетные спектры первого и второго нейтронов $dS_{nx}(E, E_n)/dE$ ($x=1, 2$). Если бы спектр первых нейтронов для $E_n > 13$ МэВ был чисто испарительный, то нейтронов с энергией $E = E_1^{\text{th}}$ было бы ничтожно мало; поэтому, а также из-за экспоненциального падения выхода постделительных нейтронов с увеличением E , обсуждаемый эффект был бы ненаблюдаем. 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 это проявляется в экспериментальном распределении для $E_n = 14.7$ МэВ на рис. 4.7, измеренного с достаточной статистической точностью, и подтверждается результатами теоретического расчета с использованием экситонной модели предравновесного распада для описания жесткой компоненты первых нейтронов (рис. 4.8). На рис. 4.7 видно, что при

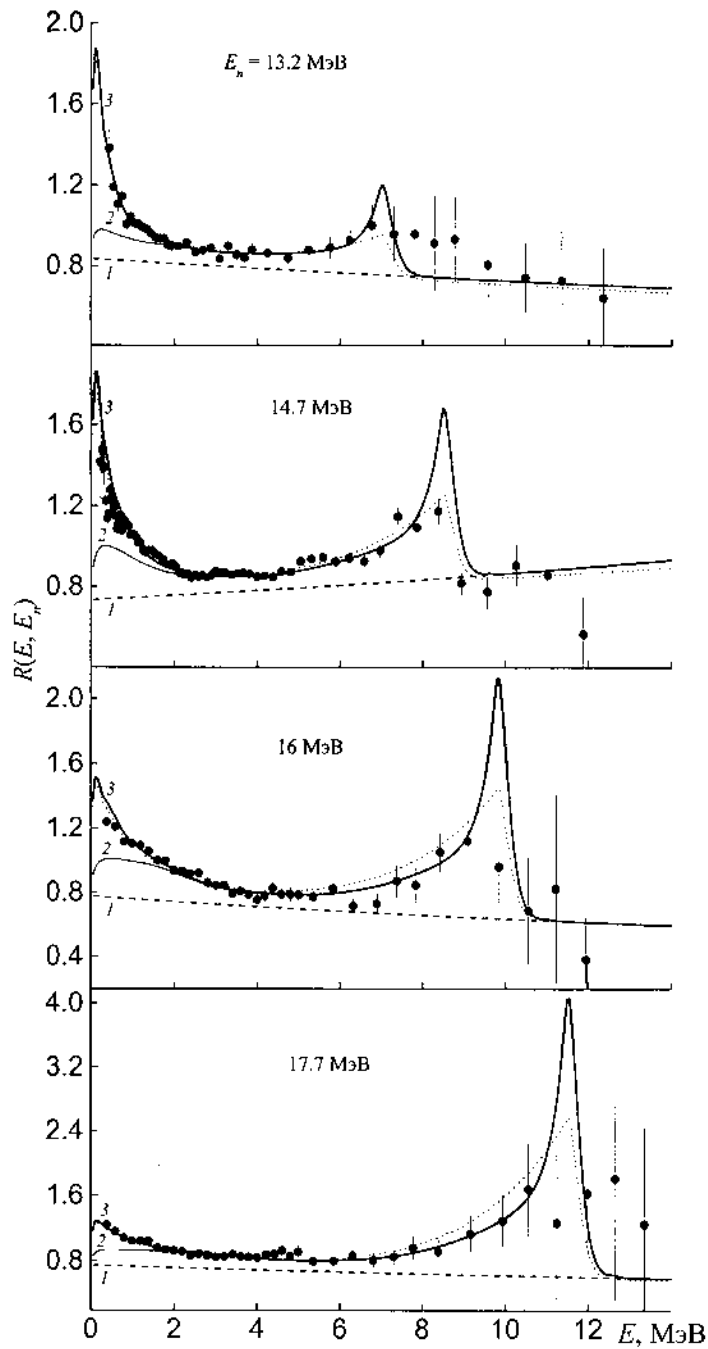


Рис. 4.7. Отношения $R(E, E_n)$ исследовавшихся спектров нейтронов деления в реакции $^{238}\text{U}(n, xn'f)$ к спектру нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf . Точки – экспериментальные значения. Штриховые линии 1 – компонента постделительных нейтронов из полностью ускоренных осколков. Кривые 2 и 3 – 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 (4.9)

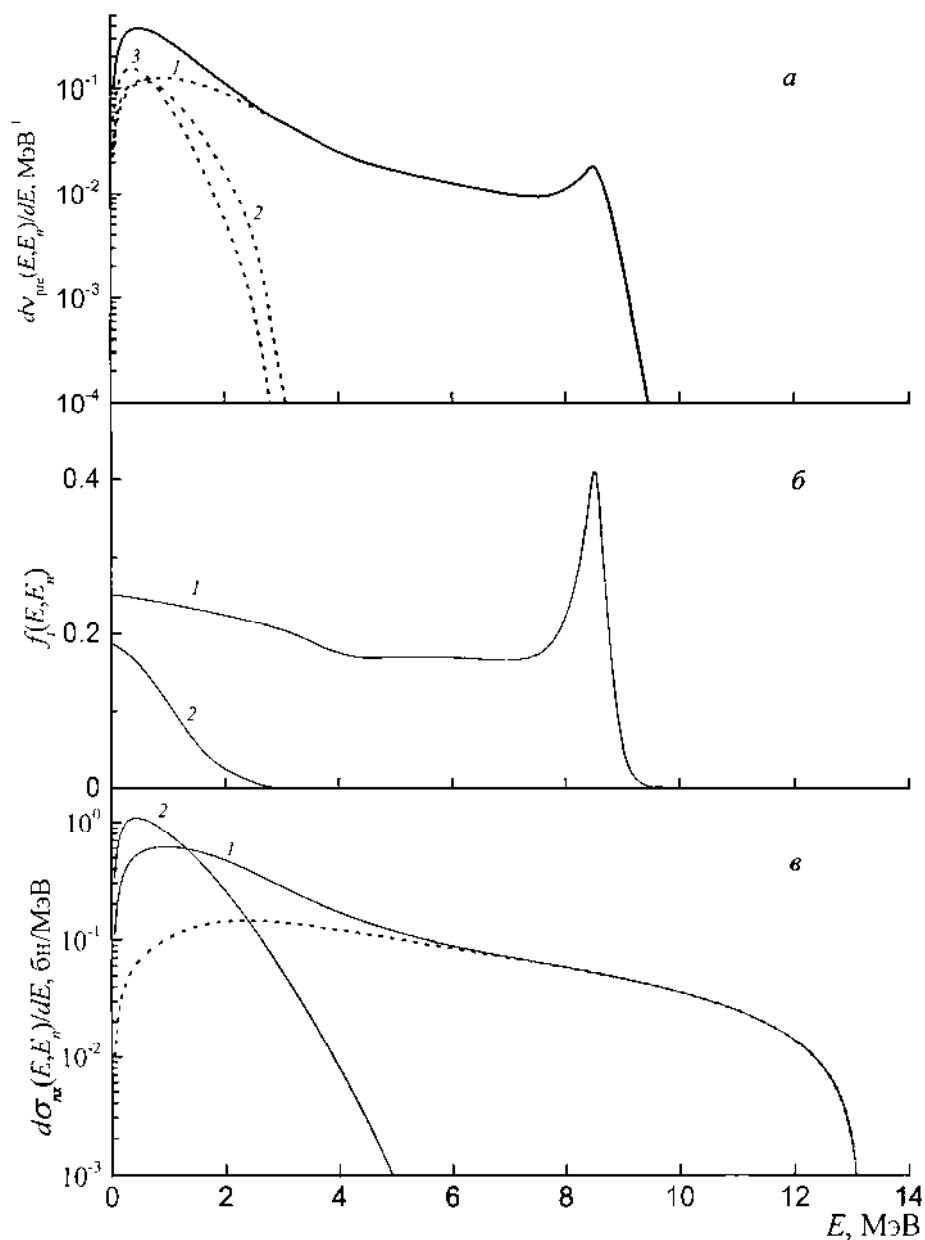


Рис. 4.8. *a* – Спектр предделительных нейтронов (сплошная кривая) и его компоненты: $1 - N_{11}(E) \frac{s_{fA-1}(E_n)}{s_f(E_n)}$, $2 - N_{12}(E) \frac{s_{fA-2}(E_n)}{s_f(E_n)}$, $3 - N_{22}(E) \frac{s_{fA-2}(E_n)}{s_f(E_n)}$ для реакции $^{238}\text{U}(n, xn'f)$ при энергии первичных нейтронов $E_n = 14.7$ МэВ. *б* – Функция обрезания, определенная согласно (4.9) для $i=1$ (кривая 1) и $i=2$ (кривая 2). *в* – Спектры $dS_{nx}(E, E_n)/dE$ первых ($x=1$) и вторых ($x=2$) нейтронов, соответственно кривые 1 и 2 при $E_n = 14.7$ МэВ. Точечная кривая – предравновесная компонента

изменении энергии бомбардирующих нейтронов E_n , верхняя граница и максимум предделительных нейтронов в распределении смещается по шкале энергии в соответствии с соотношением $E = E_1^{\text{th}} = E_n - B_{f_{A-1}}$, подтверждая правильность выбранной интерпретации наблюдаемого эффекта.

В отличие от диапазона энергий $E_n = 7-10$ МэВ при более высоких энергиях довольно сложно измерить форму распределения $R(E, E_n)$ в области высокоэнергетического максимума, обусловленного эмиссией предделительных нейтронов, и чем выше энергия E_n , тем труднее это сделать из-за низкой статистики и фоновых условий эксперимента. На рис. 4.7 для $E_n = 13.2, 14.7, 16, 17.7$ МэВ демонстрируется описание с функцией обрезания в виде ступенчатой функции со сглаженным краем (точечные кривые) и определенной через вероятность деления (4.9) (сплошные кривые). Поэтому для $E_n > 13$ МэВ можно говорить больше о качественном согласии результатов расчета и эксперимента при сравнении их в области высокоэнергетического максимума предделительных нейтронов. Ответ на вопрос, какой вариант функции обрезания $f_1(E, E_n)$, используемый в расчете, лучше согласуется с экспериментальными данными, легче получить при низких энергиях $E_n = 7-10$ МэВ. Выше это было продемонстрировано в разделе §4.2. на примере распределения $R(E, E_n)$, измеренного для $E_n = 7$ МэВ (рис. 4.2). Поправка на размытие верхней границы функции $f_1(E, E_n)$ за счет энергетического разрешения в расчетах не вводилась; ее учет приведет к уширению высокоэнергетического максимума и уменьшению его амплитуды.

Вторая специфическая особенность, впервые обнаруженная в спектрах нейтронов, сопровождающих деления актинидных ядер ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U , ^{237}Np [9, 10, 18] нейтронами с энергией $E_n = 14.7$ МэВ, связана с аномально высоким выходом мягких нейтронов с $E < 2$ МэВ в экспериментальных распределениях по сравнению с результатами теоретического описания в традиционном подходе, учитывающем два источника вторичных нейтронов. Измерения при других энергиях первичных нейтронов $E_n = 13.2$ МэВ [15], $16.0, 17.7$ МэВ [13,

14, 23] для ядра-мишени ^{238}U и 14.6, 17.7 МэВ [14, 16] для ядра-мишени ^{232}Th подтвердили наличие такого превышения для вновь полученной экспериментальной информации. На рис. 4.7 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 [23] рассматривается двуядерная система сформированных соприкасающихся осколков к моменту разделения (неускоренные осколки). Соотношение (4.18) позволяет рассчитать спектр нейтронов, излученных из осколков в неускоренном состоянии (рис. 4.2). 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. 4.7. Отдельно на рис. 4.9 представлены спектры нейтронов (4.18) из неускоренных осколков деления составного ядра $A=^{239}\text{U}$ для четырех значений E_n .

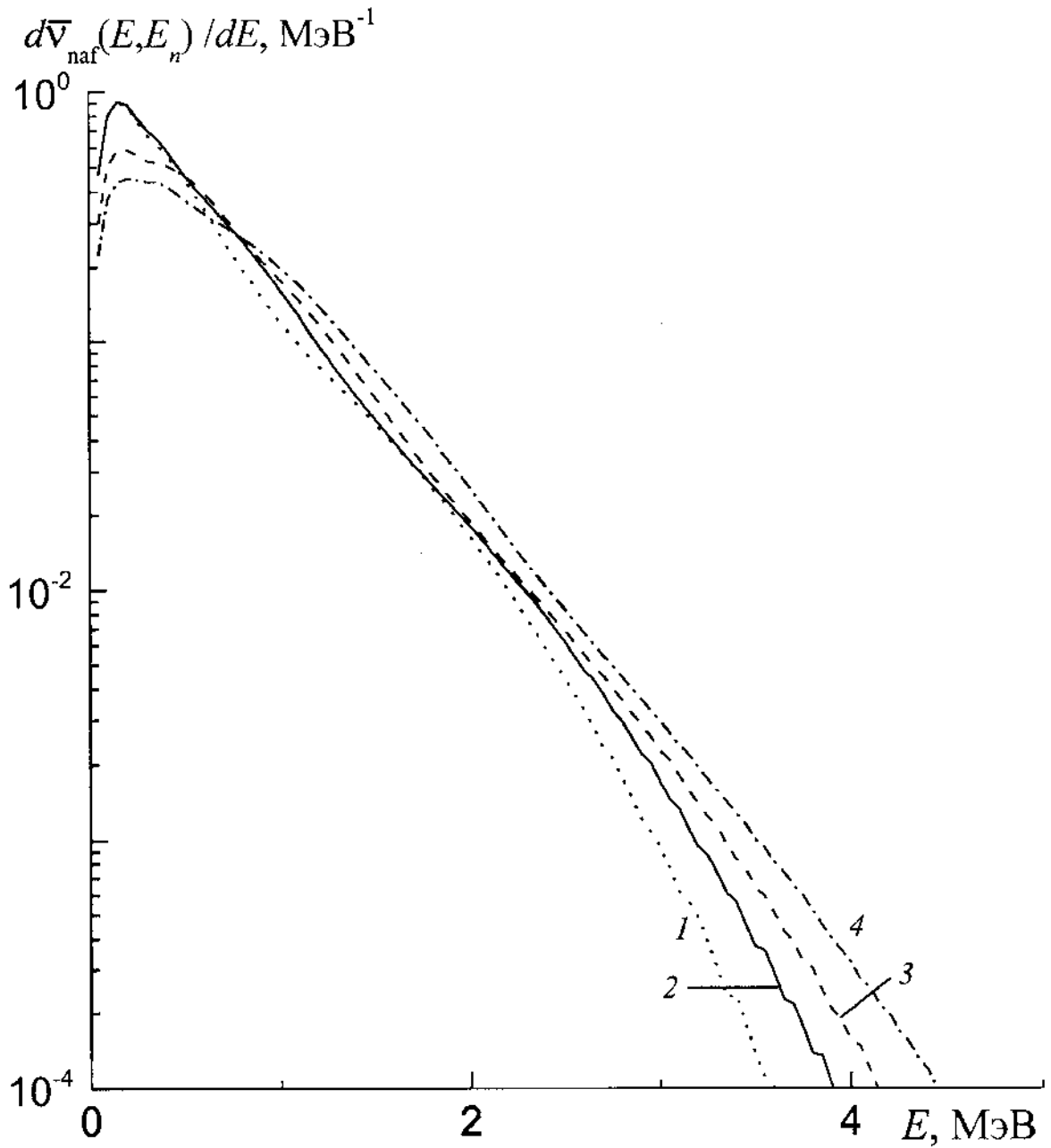


Рис. 4.9. Дифференциальный выход нейтронов (4.18) из неускоренных осколков деления составного ядра ^{239}U для энергий первичных нейтронов. $E_n = 13.2$ (кривая 1), 14.7 (2), 16.0 (3), 17.7 МэВ (4)

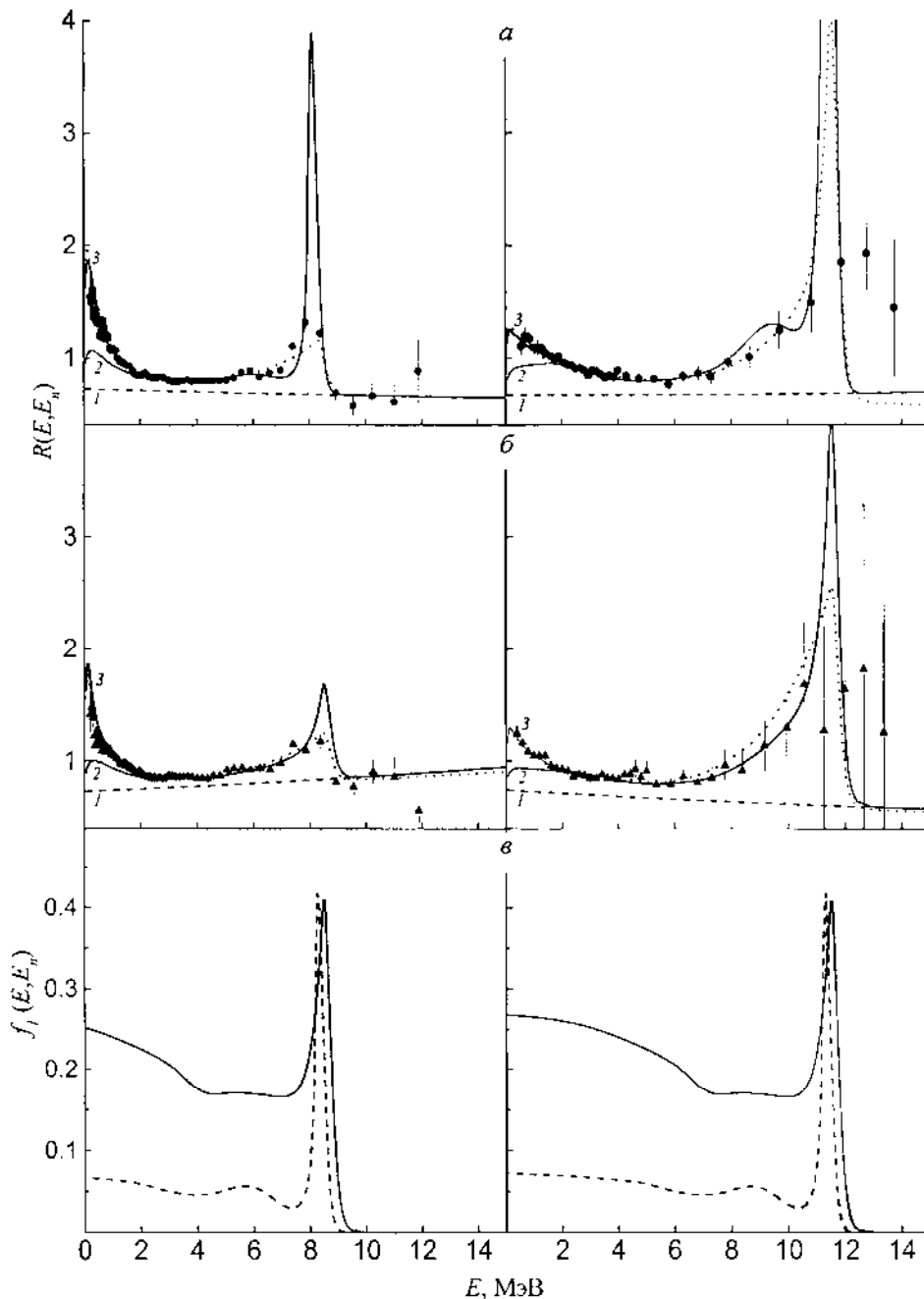


Рис. 4.10. Распределение $R(E, E_n)$ и функция обрезания $f_1(E, E_n)$ для энергии первичных нейтронов $E_n = 14.7$ МэВ (слева) и 17.7 МэВ (справа). a – $R(E, E_n)$ для ^{232}Th , b – $R(E, E_n)$ для ^{238}U . Точки: \bullet, \blacktriangle – экспериментальные значения. Кривые 3 – описание МНК экспериментальных распределений в модели трех источников, кривые 2 – суммарный вклад от предделительных и постделительных нейтронов, Кривые 1 – уровень постделительной компоненты. v – функция $f_1(E, E_n)$ для ^{232}Th (штрихпунктирные кривые) и ^{238}U (сплошные кривые). Точечные кривые на a и b – описание с $f_1(E, E_n)$ в виде ступенчатой функции со сглаженным краем

На рис. 4.10 в экспериментальных распределениях для ^{232}Th (а), как и в $R(E, E_n)$ для ^{238}U (б), измеренных при $E_n=14.7$ (слева) и 17.7 МэВ (справа) мы также наблюдаем аномально высокий выход мягких нейтронов с $E < 2$ МэВ, который не воспроизводится результатами расчета в модели двух источников нейтронов (кривые 2).

Включение в описание третьего источника нейтронов (4.18) при анализе $R(E, E_n)$ для ядра ^{232}Th (кривые 3 на а) с тем же значением параметра $C = 0.53$, что и для ядра ^{238}U (кривые 3 на б), позволяет также описать данные эксперимента при $E < 2$ МэВ.

Вид функции обрезания $f_I(E, E_n)$ влияет в основном на форму расчетного распределения лишь в окрестности пороговой энергии $E = E_1^{\text{th}} = E_n - B_{f_{A-1}}$. Выше пороговой энергии $E > E_1^{\text{th}}$, с точностью до туннельной проницаемости барьера деления остаточного ядра $A-1$ нет вклада предделительных нейтронов (4.7). Здесь спектр МНД полностью определяется постделительной компонентой (4.2). На рис. 4.10, в для ядер-мишеней ^{232}Th и ^{238}U представлена функция обрезания $f_I(E, E_n)$ для энергии первичных нейтронов $E_n=14.7$ МэВ (слева) и 17.7 МэВ (справа).

При анализе экспериментальных данных для ядра ^{232}Th в работе [16] использовалась форма $f_I(E, E_n)$ в виде ступенчатой функции со сглаженным краем и расчетная функция обрезания (4.9) как для ядра ^{238}U [17] (сплошные кривые на рис. 4.10, в). На рис. 4.10, в видно, что расчетные штрихпунктирные кривые $f_I(E, E_n)$ для ^{232}Th при энергии $E < E_1^{\text{th}}$ ($U > B_{f_{A-1}}$) располагаются значительно ниже соответствующих сплошных кривых для ^{238}U . Соответственно и сечение деления ^{232}Th существенно меньше, чем для ^{238}U [18]. При этом максимальное значение функции обрезания $f_I(E, E_n)$ при $E = E_1^{\text{th}}$ ($U = B_{f_{A-1}}$) в том и другом случае приблизительно одно и то же. Как видно на рис. 4.10, а и б такое поведение $f_I(E, E_n)$ для ^{232}Th и ^{238}U (рис. 4.10,

в) приводит к тому, что пики в расчетных распределениях для ^{232}Th при энергии обрезания $E = E_1^{\text{th}}$ ($U = B_{fA-1}$) значительно выше пиков в соответствующих распределениях для ядра ^{238}U . Насколько представленная картина соответствует действительности ответить трудно. Низкий выход вторичных нейтронов вблизи пороговой энергии $E_1^{\text{th}} \approx 8.7$ МэВ для энергии первичных нейтронов $E_n = 14.7$ МэВ не позволяет измерить форму распределения в окрестности E_1^{th} с высокой статистической точностью.

Как показано выше включение третьего источника нейтронов (4.18) (в (4.17) $C = 0.53$) при анализе экспериментальных распределений $R(E, E_n)$ для ядер ^{238}U при $E_n = 13.2, 14.7, 16.0, 17.7$ МэВ [14, 15, 17, 23] и ^{232}Th при 14.7, 17.7 МэВ [16, 84] (рис. 4.7 и 4.10) позволило согласовать результаты эксперимента и расчета во всем исследуемом интервале энергий E , включая область низких энергий $E < 2$ МэВ. То же мы наблюдаем на рис. 4.11 для ядра ^{235}U [21] и ^{237}Np [22]. Результаты описания экспериментальных значений $R(E, E_n)$ для $^{235}\text{U}(a)$ при $E_n = 14.7$ МэВ [21] с учетом трех источников показаны кривыми \mathcal{Z} . Тонкая кривая соответствует $C = 0.53$, жирная – 0.58. Вариант для $C = 0.58$ соответствует несколько лучшему (но незначительно) описанию экспериментальных данных. Видно, что различие расчетных кривых с разными параметрами C приходится на область низких энергий нейтронов $E < E_{\text{min}} = 0.25$ МэВ, где нет экспериментальных данных.

Экспериментальное отношение $R(E, E_n)$ для ядра-мишени $^{237}\text{Np}(b)$ при энергии первичных нейтронов $E_n = 14.7$ МэВ [22] и его описание в рамках модели трех источников нейтронов показано сплошными кривыми $\mathcal{Z}^1, \mathcal{Z}^2, \mathcal{Z}^3$ для значений коэффициента $C = 0.53, 0.45$ и 0.4 соответственно. Кривая \mathcal{Z}^1 ($C = 0.53$) в пределах экспериментальных погрешностей не описывает форму измеренного распределения. Варианты \mathcal{Z}^2 ($C = 0.45$) и \mathcal{Z}^3 ($C = 0.4$) одинаково хорошо воспроизводят результаты эксперимента. Отсутствие экспериментальной информации в области спектра нейтронов при

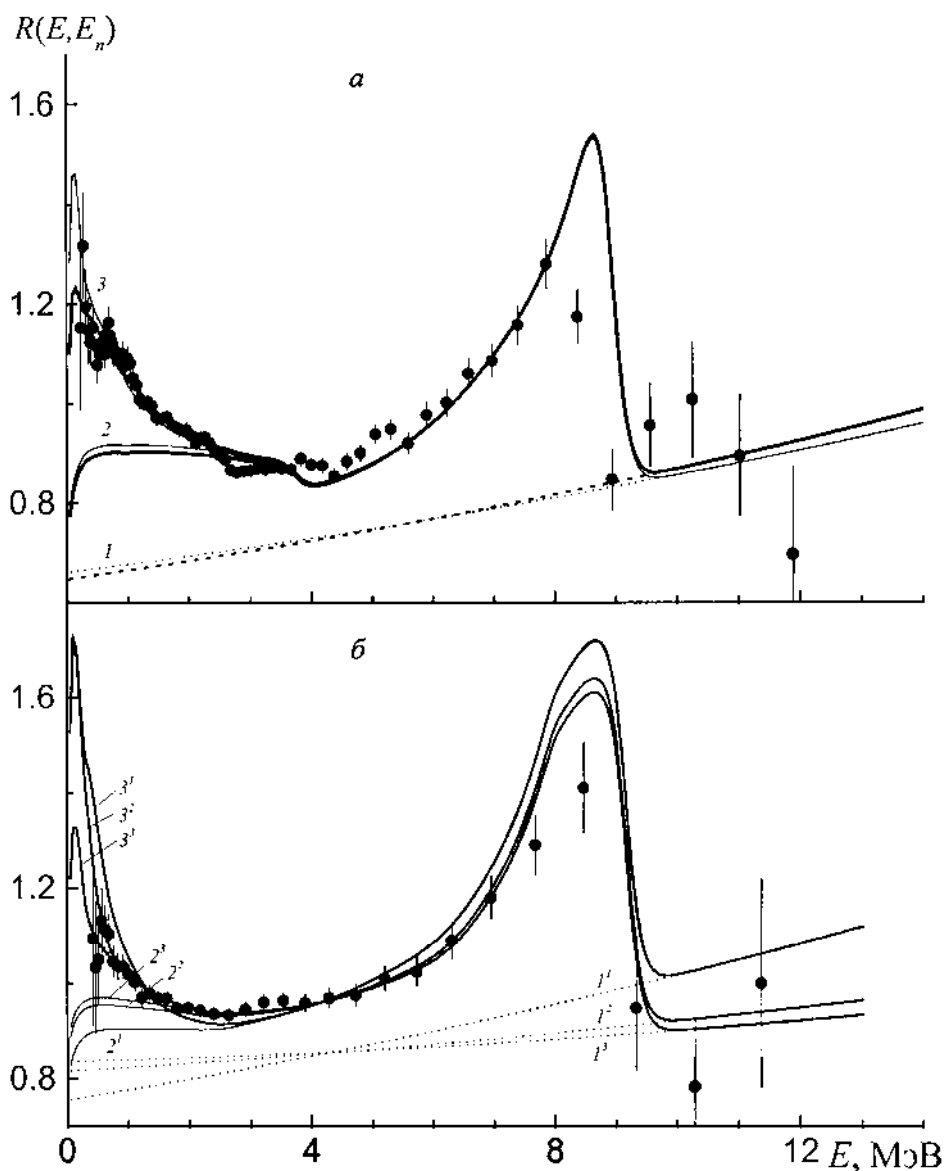


Рис. 4.11. Описание экспериментальных распределения $R(E, E_n)$ (точки), измеренных в реакции $(n, xn'f)$ для ядер-мишеней ^{235}U (а) и ^{237}Np (б) при энергии первичных нейтронов $E_n=14.7$ МэВ. а – Кривые 1 – компонента постделительных нейтронов из полностью ускоренных осколков, кривые 2 – постделительные плюс предделительные нейтроны, кривые 3 – дополнительно учтен вклад нейтронов из неускоренных осколков. Тонкие кривые соответствует варианту $C=0.53$, а жирные – 0.58. б – Сплошные кривые $3^1, 3^2, 3^3$ – варианты описания в модели трех источников (4.20) соответственно для значений $C=0.53, 0.45, 0.4$. Для соответствующего варианта сплошные кривые $2^1, 2^2, 2^3$ – предделительные + постделительный нейтроны, точечные кривые $1^1, 1^2, 1^3$ – постделительные нейтроны

$E < E_{\min} = 0.420$ МэВ не позволяет сделать однозначный выбор между двумя описаниями. Более высокий порог восстановления спектра МНД для ядра ^{237}Np , чем для ядер ^{232}Th , ^{235}U и ^{238}U ($E_{\min} = 0.250$ МэВ), связан с дополнительным фоном случайных совпадений из-за более высокой α -активности изотопа ^{237}Np . На рис. 4.11, б сплошными кривыми 2^1 , 2^2 , 2^3 для каждого варианта расчета показан суммарный вклад от предделительных и постделительных нейтронов (два источника). Уровень постделительной компоненты показан точечными кривыми 1^1 , 1^2 , 1^3 . Видно, что в случае ^{237}Np традиционная модель двух источников нейтронов также не позволяет описать форму спектров при низких энергиях нейтронов $E < 2$ МэВ. Имеется избыток “мягких” нейтронов в экспериментальном распределении по сравнению с результатами расчета. В работе [10] спектр и вклад, как полагали, “лишних” предделительных нейтронов удовлетворительно описывался распределением Вайскопфа

$$\frac{d\bar{n}'_{\text{pre}}(E)}{dE} = \bar{n}'_{\text{pre}} \frac{E}{t^2} e^{-E/t} \quad (4.23)$$

с температурой $t \cong 0.4$, которая согласуется с величинами, полученными в работах [19, 20].

Включение третьего источника нейтронов (4.18) ($C = 0.53$ в (4.17)) при анализе экспериментальных распределений $R(E, E_n)$ при $E_n = 14.7, 17.7$ МэВ для ядра ^{232}Th [16, 84], при 14.7 МэВ для ^{235}U [21] и 13.2, 14.7, 16.0, 17.7 МэВ для ^{238}U [14, 15, 17, 23] позволило согласовать результаты эксперимента и расчета во всем исследуемом интервале энергий E , включая область низких энергий $E < 2$ МэВ. То же мы наблюдаем и для ядра ^{237}Np на рис. 4.11, б, где результаты описания экспериментальных значений $R(E, E_n)$ при $E_n = 14.7$ МэВ с учетом трех источников с несколько меньшим значением C показаны кривыми 3^2 ($C = 0.45$) и 3^3 ($C = 0.4$).

Для $E_n = 14.7$ МэВ эффект обрезания предравновесной компоненты спектра первых нейтронов порогом $(n, n' f)$ – реакции отчетливо виден при

энергии $E = E_1^{\text{th}} = E_n - B_{fA-1} \approx 8.5$ МэВ. При $E_n < 8$ МэВ этот эффект связан с компаундной (испарительной) компонентой [17]. Как отмечалось в работах [9, 10], если бы спектр первых нейтронов для $E_n = 14.7$ МэВ был только испарительный, то при $E = E_1^{\text{th}}$ нейтронов с такой энергией было бы ничтожно мало и эффект обрезания не наблюдался бы. Именно присутствие в спектре первых нейтронов неравновесной компоненты позволяет отчетливо наблюдать на рис. 4.11 в экспериментальных распределениях для $E_n = 14.7$ МэВ, измеренных с приемлемой статистической точностью, проявление этого эффекта. Это согласуется с результатами теоретического расчета с использованием экситонной модели предравновесного распада для описания жесткой компоненты первых нейтронов и функции обрезания [9, 10, 17]. На рис. 4.11 описание такого эффекта дано сплошными кривыми 2, 2¹, 2², 2³ в жесткой части спектров МНД.

§4.5. Угловая зависимость спектров нейтронов деления

Результатом непосредственных измерений в наших экспериментах являются отношения $R(E, E_n)$, измеренные под углом $J = 90^0$ относительно направления первичных нейтронов [9, 10, 12–17], которым соответствует дважды дифференциальный выход нейтронов $d^2\bar{n}(E, E_n, J)/dEd\Omega$. При анализе экспериментальной информации величина

$$N(E, E_n, J) = \frac{4p}{\bar{n}(E_n)} \frac{d^2\bar{n}(E, E_n, J)}{dEd\Omega} \quad (4.24)$$

для угла $J = 90^0$ принималась за интегральный спектр нейтронов деления. Как может отличаться экспериментальный спектр (4.24) от реального спектра, полученного интегрированием по телесному углу

$$\tilde{N}(E, E_n) = \frac{2p}{\bar{n}(E_n)} \int_0^{2p} \frac{d^2\bar{n}(E, E_n, J)}{dEd\Omega} d(\cos J). \quad (4.25)$$

Получить полный набор экспериментальных данных о спектре $d^2\bar{n}(E, E_n, J)/dEd\Omega$ под разными углами весьма проблематично по двум

причинам. Во-первых, это связано с большими временными затратами. Для измерения спектра нейтронов деления под одним углом с приемлемой статистической точностью требуется около одного месяца непрерывной работы ускорителя. Во-вторых, фоновые условия под передними углами ($J \leq 60^\circ$) становятся неприемлемые для получения надежной экспериментальной информации.

Изменение спектра (4.24) для разных углов J относительно проинтегрированного спектра по углу (4.25) можно оценить следующим образом. Дваждыдифференциальный выход нейтронов деления в предположении двух источников представим в виде трех компонент

$$\frac{d^2\bar{n}(E, E_n, J)}{dEd\Omega} = \frac{d^2\bar{n}_{\text{faf}}(E, E_n, J)}{dEd\Omega} + \frac{d^2\bar{n}_{\text{pre}}^{\text{com}}(E, E_n, J)}{dEd\Omega} + \frac{d^2\bar{n}_{\text{pre}}^{\text{dir}}(E, E_n, J)}{dEd\Omega}. \quad (4.26)$$

Первый член в (4.26) определяет выход постделительных нейтронов, связанных непосредственно с энергией, освобождаемой при распаде полностью ускоренных осколков. В л.с.к., учитывая, что все направления разлета осколков равновероятны, имеет место изотропное угловое распределение нейтронов и выражения (4.24) и (4.25) дают один и тот же интегральный спектр постделительных нейтронов $N_{\text{faf}}(E, E_n, J) = \tilde{N}_{\text{faf}}(E, E_n)$. То же можно сказать об угловой зависимости нейтронов, испущенных из неускоренных осколков. При описании экспериментальных распределений этот третий источник нейтронов включается для согласования результатов расчета и эксперимента в области низких энергий $E < 2$ МэВ (кривые 3 на рис. 4.7, 4.10, 4.11). При эмиссионном делении ($E_n > B_{fA-1}$) в области исследуемых энергий первичных нейтронов $E_n < 20$ МэВ угловое распределение компаундной составляющей предделительных нейтронов (второй член в (4.26)) близко к изотропному распределению и $N_{\text{pre}}^{\text{com}}(E, E_n, J) = \tilde{N}_{\text{pre}}^{\text{com}}(E, E_n)$.

Вклад анизотропной компоненты в угловое распределение нейтронов, сопровождающих эмиссионное деление, обусловлен прямым (неравновесным) механизмом испускания первых нейтронов с угловым распределением

$$\frac{d\bar{n}_{\text{pre}}^{\text{dir}}(J)}{d\Omega} = \int_E \frac{d^2\bar{n}_{\text{pre}}^{\text{dir}}(E, E_n, J)}{dEd\Omega} dE, \quad (4.27)$$

вытянутым вперед. Максимальный выход имеет место под углом $J=0^0$, а минимальный под 180^0 .

Экситонная модель предравновесного распада успешно используется для моделирования спектра вторичных частиц, излученных в телесный угол $4p$ в результате многоступенчатого прямого взаимодействия бомбардирующей частицы с ядрами мишени в различных реакциях (n, n') , (p, n) , (p, p') и т.п., но она не предсказывает зависимости выхода вылетающих частиц от угла. Общая идея статистических многоступенчатых прямых и многоступенчатых компаундных процессов может быть использована в феноменологическом подходе для параметризации угловой зависимости сечения эмиссии вторичных частиц в рамках экситонной модели и традиционной статистической теории в виде [259]

$$\frac{d^2S(E, J)}{dEd\Omega} = \frac{1}{4p} \left[\frac{dS_{\text{preeq}}}{dE} \sum_{l=0}^{l_{\text{max}}} b_l P_l(\cos J) + \frac{dS_{\text{com}}}{dE} \sum_{\substack{l=0 \\ \Delta l=2}}^{l_{\text{max}}} b_l P_l(\cos J) \right], \quad (4.28)$$

где dS_{preeq}/dE , dS_{com}/dE – предравновесный и компаундный спектры в телесный угол $4p$; $P_l(\cos J)$ – полиномы Лежандра. Авторы работы [259] предложили общий вид зависимости для коэффициентов

$$b_l = \frac{2l+1}{1 + \exp[A_l(B_l - E)]}, \quad (4.29)$$

по аналогии с взвешенными коэффициентами проницаемости для параболического барьера, и получили систематику величин

$$\begin{aligned} A_l &= k_1 + k_2 [l(l+1)]^{m_1/2} \\ B_l &= k_3 + k_4 [l(l+1)]^{m_2/2}, \end{aligned} \quad (4.30)$$

где m_i – целочисленные значения. Подгонка к экспериментальным данным (p, p') – реакций дает

$$\begin{aligned} A_l &= 0.036 \text{ МэВ}^{-1} + 0.0039 \text{ МэВ}^{-1} l(l+1) \\ B_l &= 92 \text{ МэВ} - 90 \text{ МэВ} [l(l+1)]^{-1/2}. \end{aligned} \quad (4.31)$$

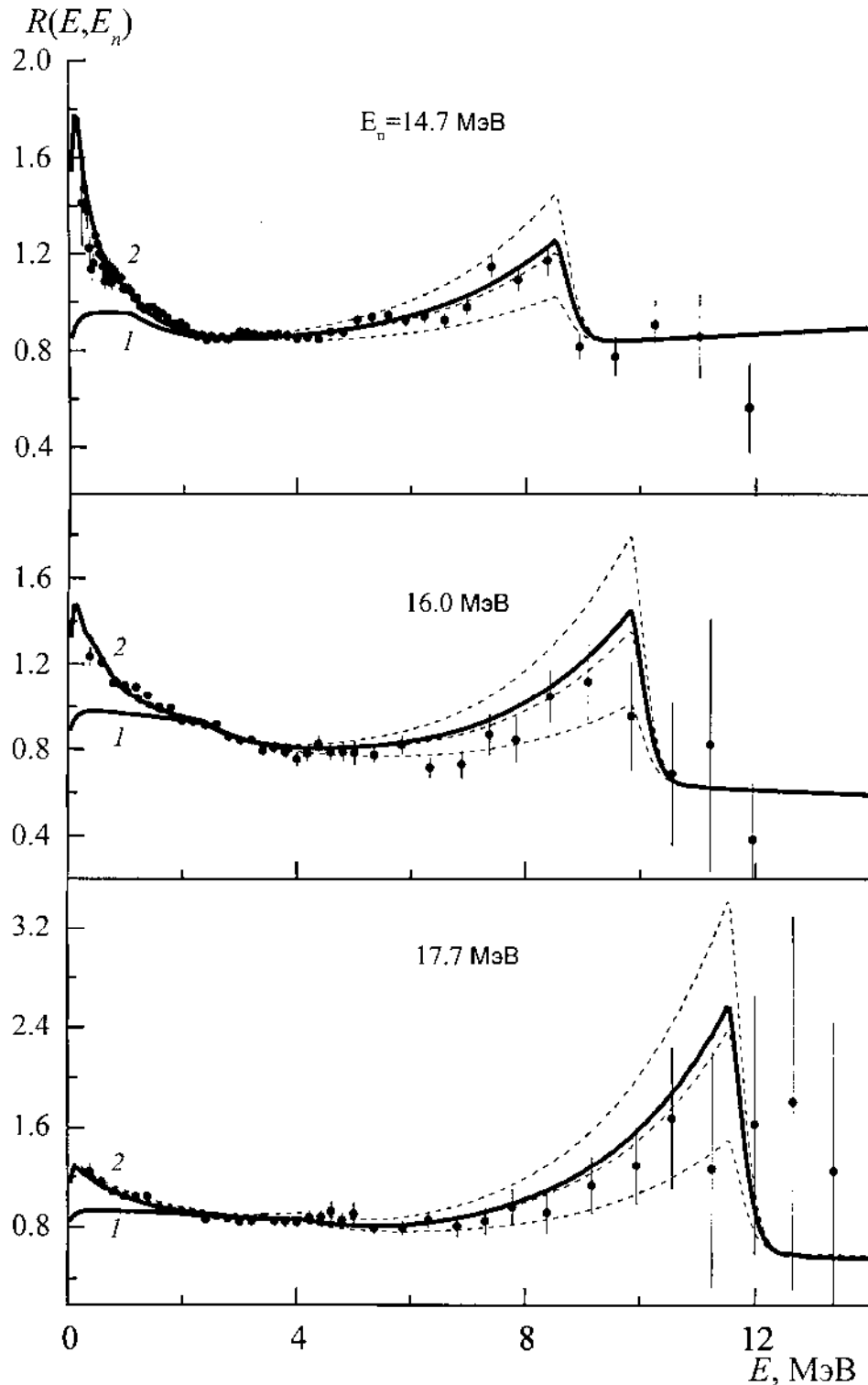


Рис. 4.12. Отношения $R(E, E_n)$ и их угловая зависимость.

Точки – экспериментальные значения. Сплошные кривые 1 и 2 – расчет соответственно без учета вклада нейтронов из неускоренных осколков (4.1) и с его учетом (4.20) (с параметризацией $f_i(E, E_n)$ в виде ступенчатой функции со сглаженным краем). Штриховые кривые рассчитаны для трех углов: верхняя – 30° , средняя – 90° , нижняя – 150° .

Тестирование предлагаемой угловой зависимости авторы провели с помощью экспериментальных угловых распределений вторичных частиц $b = n, p, \alpha, t, {}^3\text{He}, {}^4\text{He}$, которые были измерены в диапазоне энергий $E_b = 4 - 60$ МэВ в реакциях $A(a,b)$ для широкого круга ядер от $A=^{12}\text{C}$ до ${}^{232}\text{Th}$ и бомбардирующих частиц $a = p, d, {}^3\text{He}, {}^4\text{He}$ с энергиями $E_a = 18 - 80$ МэВ. Показано, что установленная полуэмпирическая параметризация имеет высокую предсказательную способность. Это дает возможность получить оценку дваждыдифференциальных сечений (выходов) вторичных частиц (4.28), комбинируя систематику угловых распределений [259] с существующими моделями предравновесного распада и статистической теории.

Такая оценка угловой зависимости спектров нейтронов, сопровождающих деления ${}^{238}\text{U}$ нейтронами с энергиями $E_n = 14.7, 16.0$ и 17.7 МэВ [17] представлена на рис. 4.12 в виде отношения исследуемого спектра (4.1) для трех углов $30^\circ, 90^\circ, 150^\circ$ к спектру спонтанного деления ${}^{252}\text{Cf}$, соответственно верхняя, средняя и нижняя штриховые кривые. Видно, что средняя штриховая кривая, соответствующая расчетному спектру (4.24) для угла 90° , и сплошная кривая, соответствующая расчетному спектру, проинтегрированному по углу (4.25), незначительно отличаются и то лишь в конце подъема к вершине в жесткой части распределений. Экспериментальный спектр нейтронов деления в телесный угол 4π (4.24), полученный в результате измерений под углом $J=90^\circ$, можно уточнить, умножая его на расчетный поправочный коэффициент

$$h(E) = \tilde{N}(E, E_n) / N(E, E_n, J = 90^\circ) \quad (4.32)$$

Максимальное значение этого коэффициента $\max[h(E)] = 1.04$ для $E_n = 14.7$ МэВ и 1.10 для 17.7 МэВ.

§4.6. Мягкие нейтроны в дваждыдифференциальных выходах нейтронов

Выше отмечалось, что наиболее чувствительным и распространенным способом экспериментального изучения предделительных нейтронов является измерение спектров нейтронов под разными углами u к

направлению разлета осколков или, иначе, дваждыдифференциальных выходов нейтронов $d^2\bar{n}(E,\gamma)/dEd\Omega$. В этом подходе используется большая разница в угловых распределениях предделительных и постделительных нейтронов. Эмиссия ПРН имеет почти изотропное распределение в л. с., а вылет ПСН, напротив, сильно скоррелирован с движением осколков. Как уже отмечалось, при делении ядер тепловыми нейтронами или спонтанном делении выходы ПСД под углами 0° (180°) и 90° различаются более чем в 4 раза. Соответствующего усиления эффекта, связанного с вкладом ПРН можно ожидать в спектрах нейтронов с выделением направления движения осколков в сравнении с постановкой опыта, описанного выше. К сожалению, для деления быстрыми нейтронами такие измерения были выполнены лишь в единственной работе [5]. В ней изучались спектры нейтронов при делении ядер ^{235}U нейтронами с энергией 14.3 МэВ для трех углов $\gamma = 0^\circ$ (с учетом углового распределения $\gamma = 15^\circ$), 45° и 90° .

На рис. 4.13 результаты работы [5] (б) сравниваются с результатами аналогичных измерений для деления того же ядра тепловыми нейтронами [108] (а), выполненных примерно с таким же угловым разрешением. Из этого сравнения, не прибегая к анализу, можно сделать заключение о том, что эмиссионное деление сильно обогащено мягкими нейтронами: выходы нейтронов под углом $\gamma = 90^\circ$ различаются примерно в 2.5 раза, заметно смещен в сторону меньших энергий максимум спектра для $\gamma = 0^\circ$.

Кривые на рис. 4.13б воспроизводят дваждыдифференциальный выход

$$\frac{d^2\bar{n}(E,\gamma)}{dEd\Omega} = \frac{d^2\bar{n}_{\text{faf}}(E,\gamma)}{dEd\Omega} + \frac{d^2\bar{n}_{\text{pre}}(E,\gamma)}{dEd\Omega} + \frac{d^2\bar{n}_{\text{naf}}(E,\gamma)}{dEd\Omega} \quad (4.33)$$

и его отдельные части: штриховые – первое слагаемое (ПСН), штрихпунктирные и сплошные – соответственно два первых слагаемых и сумму всех трех в предположении изотропии испускания ПДН и нейтронов из неускоренных осколков. Для расчета анизотропной части (4.33), связанной с постделительными нейтронами, использовалось соотношение

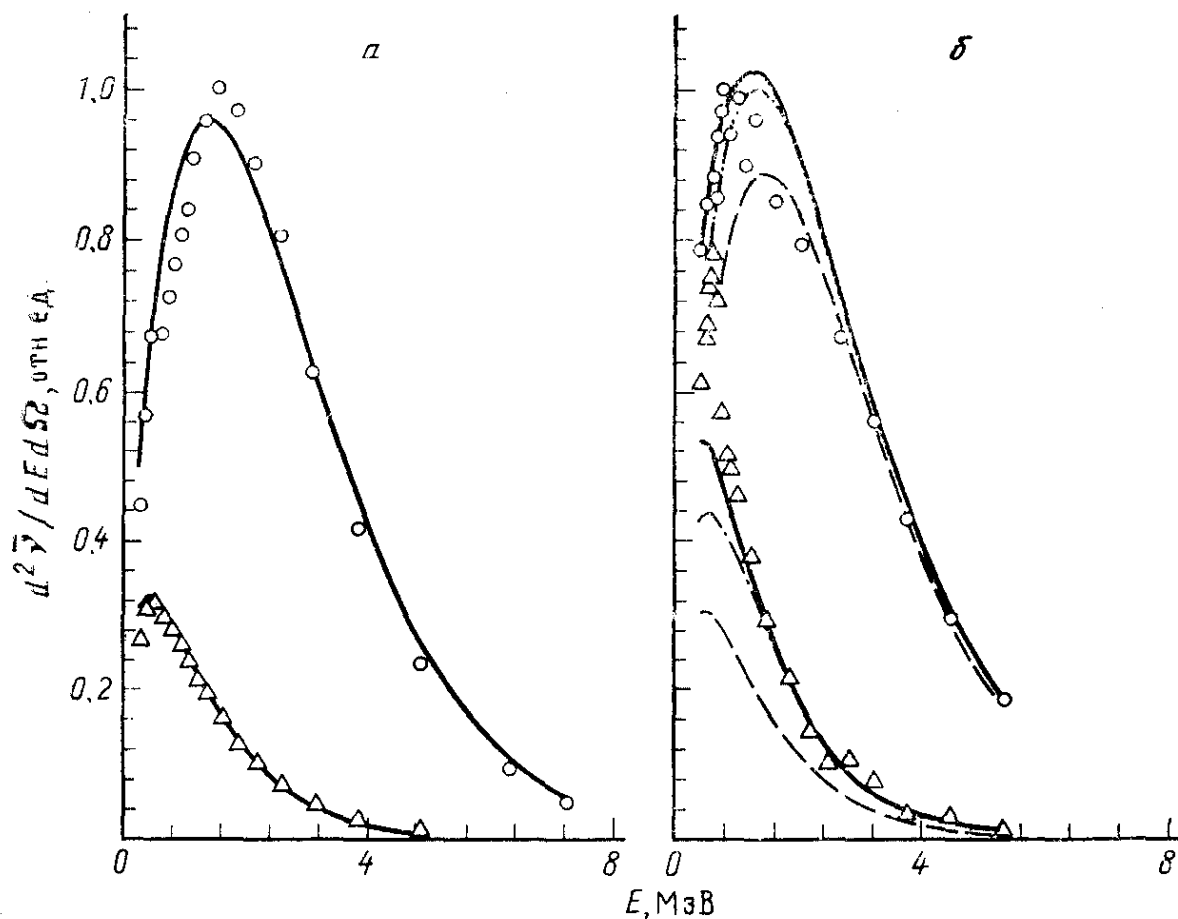


Рис. 4.13. Дваждыдифференциальные выходы нейтронов $d^2\bar{n}(E, \gamma)/dEd\Omega$, сопровождающих деление ядра ^{235}U тепловыми нейтронами (а) и нейтронами с $E_n = 14.3$ МэВ (б). Точки – эксперимент: а – [108], б – [5]; \circ – данные для $\gamma = 0^\circ$ (15°), Δ – $\gamma = 90^\circ$. Кривые – расчет [10]: штриховые – $d^2\bar{n}_{\text{faf}}(E, \gamma)/dEd\Omega$, штрихпунктирная – $d^2\bar{n}_{\text{faf}}(E, \gamma)/dEd\Omega + d^2\bar{n}_{\text{pre}}(E, \gamma)/dEd\Omega$, сплошные – $d^2\bar{n}(E, \gamma)/dEd\Omega$ (см. текст)

$$\frac{d^2 \bar{n}_{\text{faf}}(E, \mathbf{y})}{dE d\Omega} = \bar{n}_{\text{faf}} W(E, \mathbf{y}, w, q), \quad (4.34)$$

где второй сомножитель определяется (1.10). Выражение описывает во всей области $0 \leq \mathbf{y} \leq \mathbf{p}$ эмиссию нейтронов из полностью ускоренных осколков в рамках каскадной испарительной модели [100]. Подгонка (4.34) к распределениям, наблюдаемым при делении тепловыми нейтронами (рис. 4.13, *a*), дала параметры $q = 0.898$ МэВ и $w = 0.772$ МэВ. Последний параметр хорошо согласуется с оценкой $w \cong 0.75$ МэВ [115]. Он использовался нами при подгонке (1.11) под распределение (4.2) для ПСН на интервале $E \leq 5$ МэВ ($E_n = 14.3$ МэВ), с результатами которой были получены штриховые кривые на рис. 4.13, *б*. Энергетическое распределение ПДН рассчитывались согласно (4.7), спектр нейтронов из неускоренных осколков (4.23) в предположении их изотропного распределения относительно направления разлета осколков.

Из сравнения расчетных и экспериментальных дважды дифференциальных распределений на рис. 4.13 можно заключить следующее:

- 1) соотношение (4.34) с разумными значениями параметров удовлетворительно описывает эмиссию постделительных нейтронов (рис. 4.13, *a*);
- 2) имеет место значительный избыток мягких нейтронов в спектрах нейтронов эмиссионного деления, измеренных в [5] под разными углами \mathbf{y} к выделенному направлению вылета осколков (рис. 4.13, *б*). Он еще больше, чем следует из анализа интегральных спектров приведенных выше. Избыточный выход мягких нейтронов присутствует в спектрах, измеренных во всем цикле работ [5, 19, 20] – как в данном случае, так и в измерениях интегральных спектров показанных выше.

Из рис. 4.13, *б* может показаться, что избыточные нейтроны имеют направление преимущественного испускания $\mathbf{y} = 90^\circ$. Однако едва ли это указание, очень важное для установления их происхождения, обеспечено статистической точностью. Об этом свидетельствует непосредственно анализ

обсуждаемых дваждыдифференциальных распределений, выполненный в [260] в предположении изотропии эмиссии ПДН.

§4.7. Средняя множественность мгновенных нейтронов деления

Отсутствие на данный момент надежной экспериментальной информации о распределениях $R(E, E_n)$ для энергий $7 < E_n < 13.2$ МэВ не дает возможности точно установить значение пороговой энергии E_n^{th3} , выше которой в игру вступает третий источник нейтронов с мягким энергетическим спектром. Данные работы [117] для $E_n = 9$ МэВ и их анализ, показанные на рис. 4.5, с большой долей вероятности указывают на то, что при этой энергии нет избытка мягких нейтронов над результатами расчета в модели двух источников (кривая 1). Величину E_n^{th3} можно оценить, привлекая к анализу такую интегральную характеристику МНД как среднее число нейтронов $\bar{n}(E_n)$ на один акт деления. На рис. 4.14 представлена выборка экспериментальных данных $\bar{n}(E_n)$ [173] 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) $\bar{n}_{\text{pre}}(E_n) = 0$ в (4.12) и $\bar{n}(E_n) = \bar{n}_{\text{faf}}(E_n) = \bar{n}_{fA}(E_n)$, для параметризации которой использовалось соотношение (4.5) систематики Ховертона [113]. Наблюдается почти линейная зависимость $\bar{n}(E_n)$ в пределах экспериментальных погрешностей до энергии $E_n \approx 6$ МэВ.

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 $\bar{n}_{\text{faf}}(E_n)$ (4.13) и $\bar{n}_{\text{pre}}(E_n)$ (4.14) проводился с сечениями S_f и S_{fA-x} , полученными из описания полных сечений деления с разложения на отдельные шансы (рис. 4.1).

Сплошными кривыми на рис. 4.14 показан результат расчета среднего числа нейтронов на акт деления от энергии E_n в модели двух источников (4.12). Появление второго источника нейтронов отчетливо видно в экспериментальных

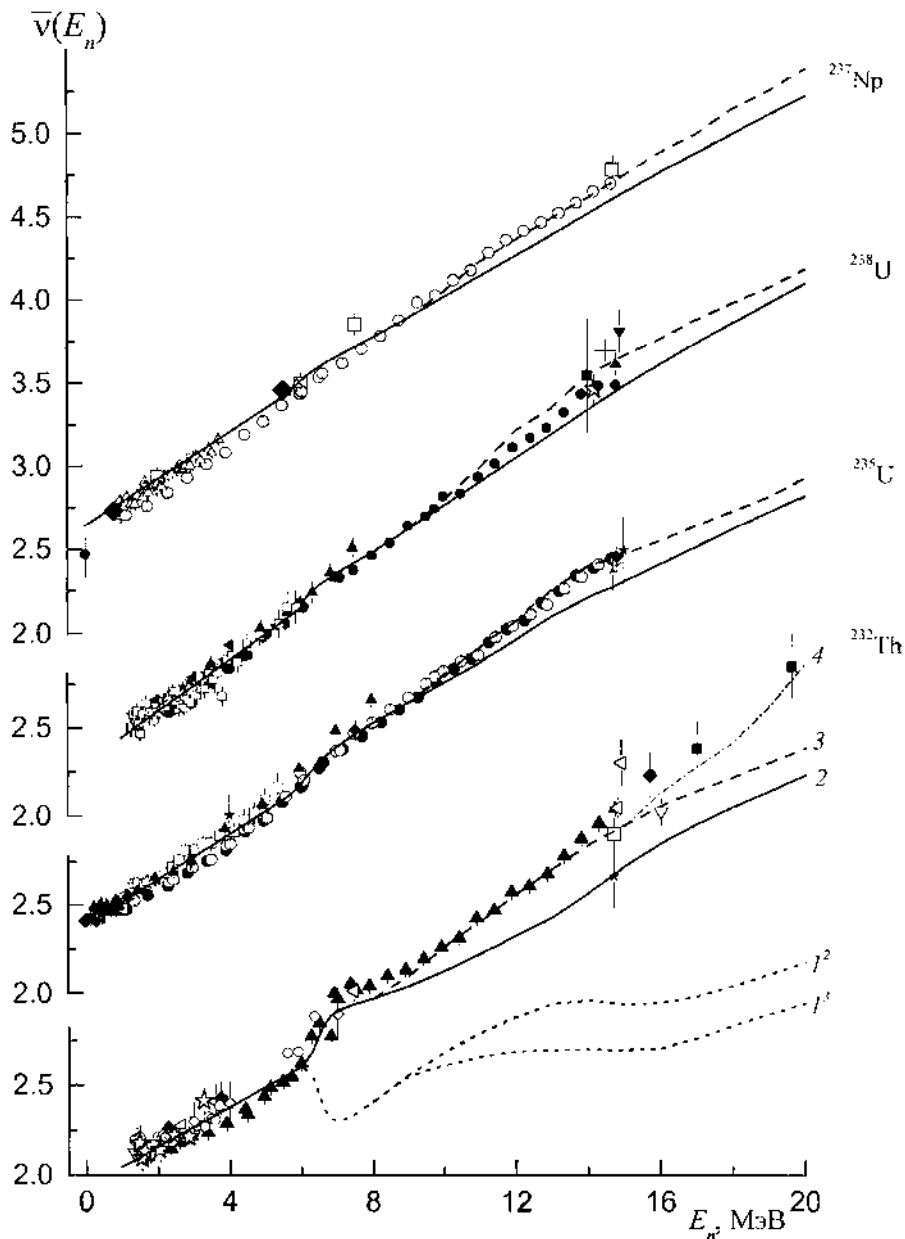


Рис. 4.14. Средняя множественность мгновенных нейтронов деления как функция энергии первичных нейтронов. Точки – выборка экспериментальных значений из [173]. Для ядра ^{232}Th : кривые 1² и 2 – постделительная компонента $\bar{n}_{\text{faf}}(E_n)$ и средняя множественность нейтронов $\bar{n}(E_n)$ в модели двух источников МНД, 1³ и 3 – $\bar{n}_{\text{faf}}(E_n)$ и $\bar{n}(E_n)$ в модели трех источников МНД, кривая 4 – в описании учитывался вклад $\bar{n}_{\text{naf}}(E_n, A-1)$ второго шанса деления и вклад компоненты четвертого шанса деления ($x_{\text{max}}(E_n)=3$) в (4.13) и (4.14). Для ядер ^{235}U , ^{238}U , ^{237}Np : сплошные кривые – описание в модели двух источников, штриховые – трех источников МНД

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 (объяснение см. ниже). На рис. 4.14 видно, что выше 6 МэВ экспериментальные данные и оцененные значения по формуле (4.12), учитывающей 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 (4.21), показанный на рис. 4.14 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 (штрихпунктирная кривая 4) позволяет улучшить согласие с экспериментом. Точечными кривыми I^2 и I^3 показана постделительная компонента в модели двух и трех источников нейтронов, соответственно. Особенностью зависимости $\bar{n}_{\text{faf}}(E_n)$ (4.13) является падение выхода постделительных нейтронов при изменении энергии E_n от порога реакции ($n, n'f$) до энергии 7 МэВ с последующим ростом при $E_n > 7$ МэВ.

На рис. 4.14 штриховыми кривыми показана оценка средней множественности нейтронов для ядер ^{235}U , ^{238}U , ^{237}Np с учетом вклад 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) работы [261].

В ближайшей окрестности $E_n = 14$ МэВ, где имеется набор данных для ^{238}U разных измерений, оценка (4.21) согласуется с данными одних экспериментов [262, 263], и даже проходит ниже значений, полученных в [264]. Экспериментальной информации о $\bar{n}(E_n)$, полученной только в одной работе [261] для интервала $E_n = 7\text{--}14$ МэВ, явно недостаточно для надежного тестирования соотношений (4.12) и (4.21).

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 $E_n = 8\text{--}14$ МэВ.

Более сильное проявление эффекта в виде ступеньки в зависимости $\bar{n}(E_n)$ для ^{232}Th при изменении энергии первичных нейтронов от 6 до 7 МэВ, чем для других ядер, поясним с помощью рис. 4.15. На нем показаны экспериментальные данные и их описание для $^{232}\text{Th}(a)$ при $E_n = 2.9$ МэВ [9, 10] и $^{238}\text{U}(b)$ при 7 МэВ [17]. Напомним, что наблюдаемые распределения $R(E, E_n)$ постделительных нейтронов и их аппроксимирующие кривые при $E_n = 2.9$ МэВ для ^{232}Th (рис. 4.15, *a*), ^{235}U , ^{238}U [9, 10], ^{237}Np [12, 22,] и 5.0 МэВ для ^{238}U [15, 17] ведут себя с изменением энергии близко к линейной зависимости. Выше порога эмиссионного деления, т.е. реакции $(n, n'f)$, появляется источник предделительных нейтронов. На рис. 4.15, *b* можно видеть, что в экспериментальном распределении для ^{238}U при энергии $E_n = 7$ МэВ на фоне почти линейной зависимости постделительных нейтронов при $E < 1.5$ МэВ отчетливо проявляются предделительные нейтроны. Анализ данных эксперимента в рамках модели двух источников [17], полученный с $f_1(E, E_n)$ для $E_n = 7$ МэВ (штриховой кривая 2), показал, что расчет (сплошная кривая 2 на рис. 4.15, *b*), хорошо согласуется с экспериментальной формой распределения. Отсутствие данных при этой энергии для ^{232}Th такого же

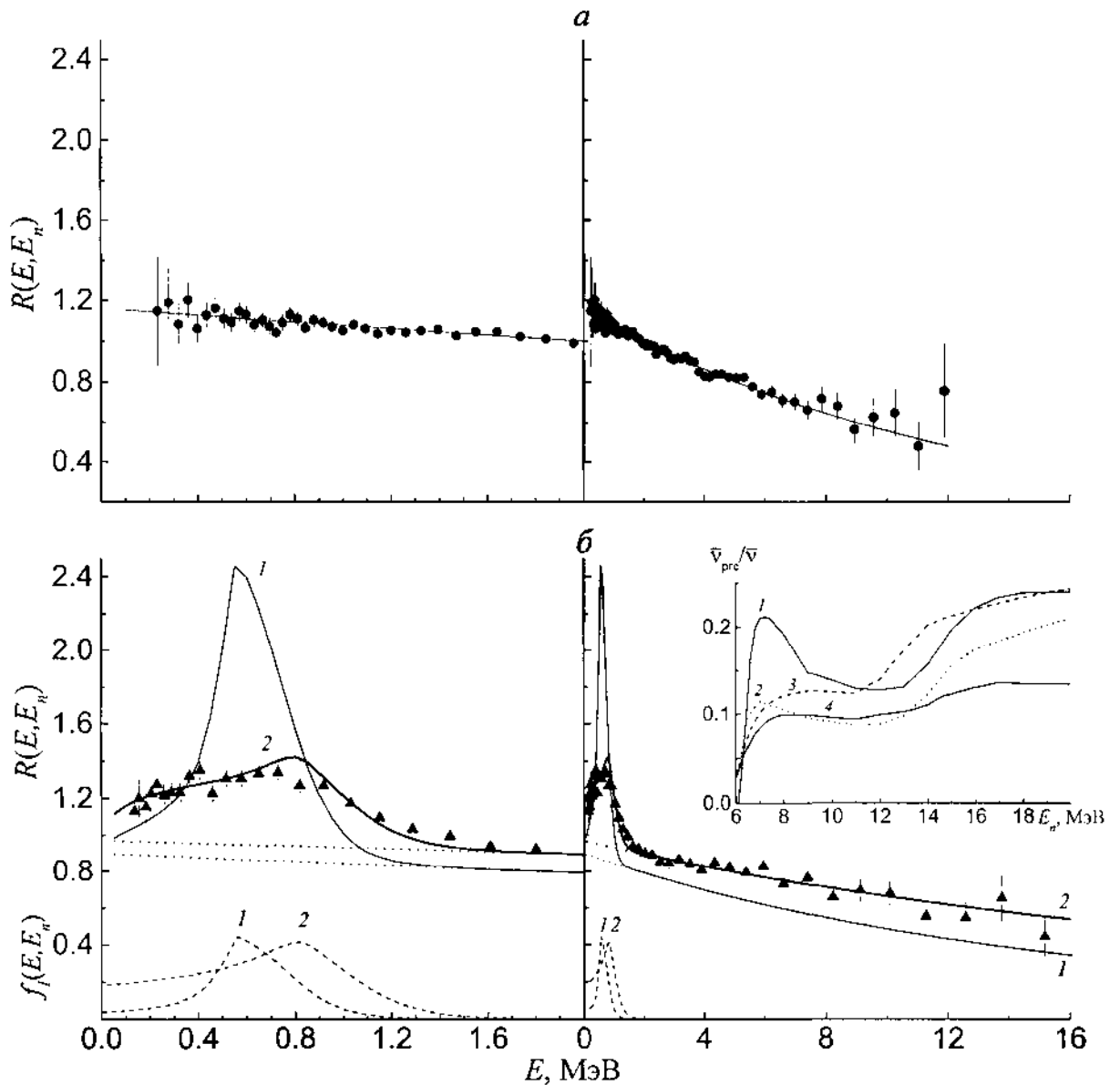


Рис. 4.15. Сравнение расчетных и экспериментальных распределений $R(E, E_n)$ ниже (a) и выше (b) порога эмиссионного деления. a – эксперимент (\bullet) и его описание (кривые) для ^{232}Th при $E_n = 2.9$ МэВ, b – данные эксперимента (\blacktriangle) для ^{238}U при $E_n = 7$ МэВ, сплошные кривые 1, 2 – расчет в модели двух источников МНД: для ^{232}Th , ^{238}U , соответственно; точечные кривые – уровень постделительной компоненты; штриховые кривые 1, 2 – функция обрезания $f_1(E, E_n)$ при $E_n = 7$ МэВ для ^{232}Th , ^{238}U , соответственно. На вставке кривыми 1, 2, 3, 4 показан относительный вклад предделительных нейтронов $\bar{\nu}_{\text{pre}}/\bar{\nu}$ от энергии E_n для ^{232}Th , ^{238}U , ^{235}U , ^{237}Np соответственно

качества как для ядра ^{238}U воспользуемся расчетом. Из сравнения расчетных распределений для ^{232}Th и ^{238}U при энергии $E_n=7$ МэВ, соответственно сплошные кривые 1 и 2 на рис. 4.15, б, видно, что эффект от предделительных нейтронов для первого ядра приблизительно в два раза сильнее, чем для второго. Функция $f_1(E, E_n)$ для ядра ^{232}Th показана штриховой кривой 1. Этот эффект можно пояснить с помощью вставки на рис. 4.15, б. На ней видно, что относительная доля предделительных нейтронов $\bar{n}_{\text{pre}}/\bar{n}$ в общем балансе $\bar{n} = \bar{n}_{\text{faf}} + \bar{n}_{\text{pre}}$ при энергии $E_n=7$ МэВ для ^{232}Th (кривая 1) приблизительно в два раза больше, чем для ^{238}U (кривая 2), ^{235}U (кривая 3) и ^{237}Np (кривая 4). Поэтому вклад предделительных нейтронов в интегральную характеристику МНД $\bar{n}(E_n)$ для ядра ^{232}Th при изменении энергии E_n от 6 до 7 МэВ также проявляется значительно сильнее, чем в аналогичных зависимостях для других ядер (рис. 4.14).

§4.8. Зависимость средней энергии МНД $\bar{E}(E_n)$ от энергии первичных нейтронов E_n

На рис. 4.16 показаны величины средних энергий $\bar{E}_{\text{exp}}(E_n)$ (точки), полученные из анализа экспериментальные спектров мгновенных нейтронов деления актинидных ядер. Экспериментальная информация по спектрам нейтронов деления в основном получена двумя методами. Один из них, прямой и более последовательный, использует детекторы осколков деления. Нейтрон регистрируется в совпадении с актом деления. Реализация такого метода для быстрых первичных нейтронов представляет трудную задачу, но, в конечном счете, обеспечивает высокое качество временных и амплитудных характеристик, низкий порог регистрации и широкий интервал измеряемых энергий вторичных нейтронов. Описание метода измерения дано в первой главе настоящей работы. Использование в работах [7–17] многослойной ионизационной камеры в качестве детектора осколков деления и относительного способа измерения, позволило получить надежные и высокого качества экспериментальные данные

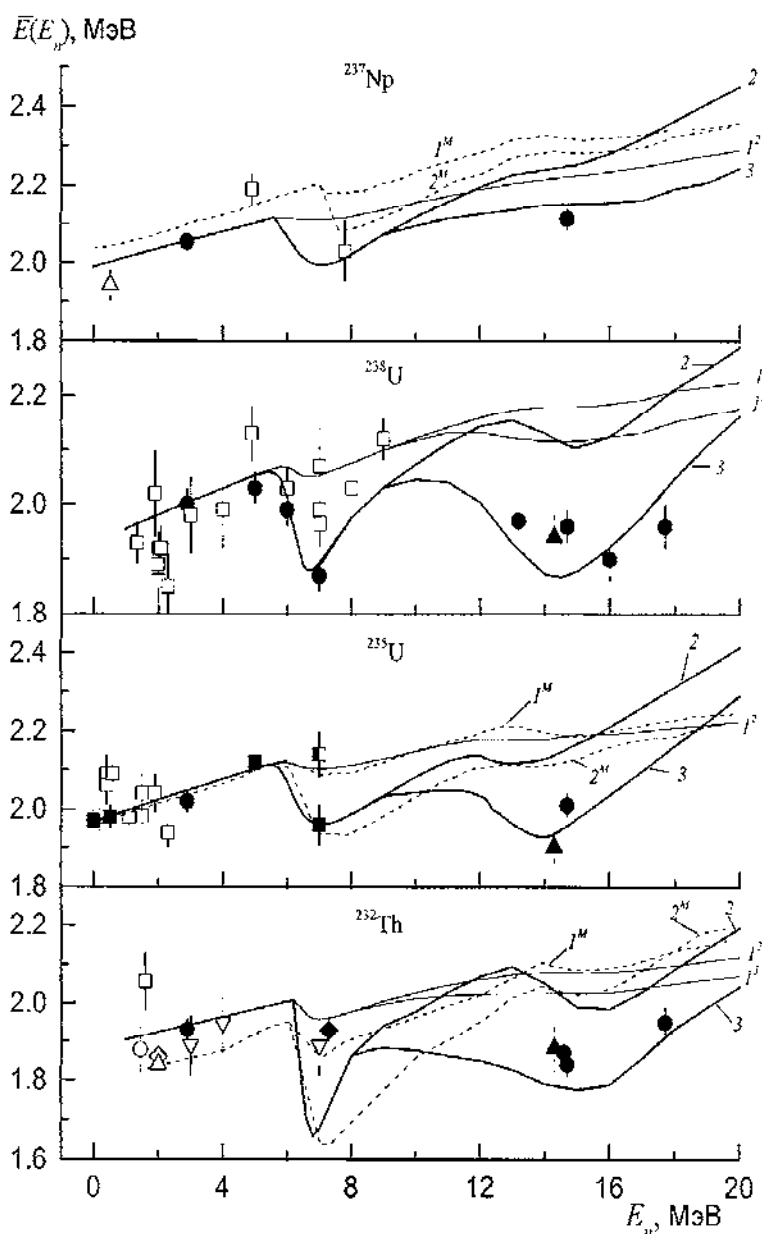


Рис. 4.16. Средняя энергия нейтронов МНД ядер-мишеней ^{232}Th , ^{238}U , ^{235}U , ^{237}Np , как функция энергии первичных нейтронов E_n . Точки – экспериментальные значения (см. текст). Сплошные кривые – результаты, расчетов [17, 21, 22, 84]: I^2 и I^3 – средняя энергия постделительных нейтронов 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 [270]

по спектрам мгновенных нейтронов деления и соответственно средним энергиям $\bar{E}(E_n)$ МНД.

Второй метод получения экспериментальных данных по спектрам нейтронов деления, например в работах [265–269], использует металлические делящиеся мишени и импульсный источник для временной отметки. Здесь нет детектора осколков деления, как в первом методе, а, следовательно, нет отбора событий, связанных непосредственно с актом деления. В измеряемом распределении помимо нейтронов деления присутствуют нейтроны упругого и неупругого рассеяния, спектр которых расположен в интервале $0 \leq E \leq E_n$. При энергиях первичных нейтронов $E_n \leq 2$ МэВ вторичные нейтроны с энергией $E < E_{\min}$ ($E_{\min} > E_n$) дискриминируются. Измеренный спектр нейтронов деления сосредоточен в области энергий $E \geq E_{\min}$, т.е. экспериментальная информация в низкоэнергетической области спектра $E < E_{\min}$, оказывающая заметное влияние на определяемую величину средней энергии $\bar{E}(E_n)$, отсутствует. Это требует введения соответствующих поправок [112] при оценке экспериментальных значений $\bar{E}(E_n)$ по спектру нейтронов деления. К косвенным данным следует отнести величины $\bar{E}(E_n)$ при $E_n > 2$ МэВ, которые получены в результате анализа всего измеренного спектра нейтронов, включая упруго- и неупругорассеянные нейтроны, с использованием теоретических моделей и посторонних параметров. Надежность таких данных весьма невысока.

Средние значения $\bar{E}_{\text{exp}}(E_n)$ по результатам измерения с помощью камеры деления, на которые в основном ориентировались в [9–18, 21–23, 84] при тестировании моделей двух и трех источников нейтронов показаны на рис. 4.16 черными точками. Экспериментальные значения, взятые из работ [270, 271], показаны светлыми точками. Величины средней энергии, показанные на рис. 4.16 темными треугольниками, получены из анализа спектров нейтронов деления ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U при $E_n = 14.3$ МэВ, измеренными в работах [19, 20] методом времени пролета с использованием импульсного источника первичных нейтронов и камеры деления. На рис. 1.5 эти спектры нейтронов,

представленные в виде отношений $R(E, E_n)$, показаны светлыми квадратами. В [19, 20] спектры нейтронов деления аппроксимировались распределением

$$N(E) = \tilde{a} \frac{E}{t^2} e^{-E/t} + (1 - \tilde{a}) \frac{e^{-w/q}}{\sqrt{pwq}} e^{-E/q} \operatorname{sh}\left(\frac{2\sqrt{wE}}{q}\right), \quad (4.35)$$

где первое слагаемое (4.23) авторы связывали с предделительными нейтронами, а второе – с постделительными нейтронами из полностью ускоренных осколков. Средняя энергия по распределению (4.35) имеет вид

$$\bar{E} = \tilde{a}\bar{E}_t + (1 - \tilde{a})\bar{E}_q, \quad (4.36)$$

где $\bar{E}_t = 2t$, $\bar{E}_q = w + 3/2q$. При этом принималось $w=0.5$ МэВ. Получены следующие параметры описания t , q , \tilde{a} экспериментальных спектров нейтронов деления и соответствующие им величины \bar{E}_q и $\bar{E}(E_n)$

	t , МэВ	q , МэВ	\tilde{a}	\bar{E}_q , МэВ	$\bar{E}(E_n)$, МэВ
^{232}Th	0.38 ± 0.04 ,	1.17 ± 0.02	0.25 ± 0.02	2.255	1.881
^{235}U	0.37 ± 0.04 (0.37 ± 0.04)	1.07 ± 0.03 (1.06 ± 0.03)	0.15 ± 0.02 (0.16 ± 0.02)	2.105 (2.09)	1.90 (1.874)
^{238}U	0.40 ± 0.04	1.16 ± 0.03	0.21 ± 0.02	2.24	1.938

В скобках даны результаты измерений, выполненных авторами ранее.

В разделе 4.4 было показано, что традиционная модель двух источников (4.1), (4.2), (4.7) не воспроизводит форму экспериментальных спектров нейтронов сопровождающих эмиссионное деление актинидных ядер при $E_n > 13$ МэВ. В мягкой области энергий $E < 2$ МэВ измеренных распределений наблюдается избыток нейтронов по сравнению с тем, что дает расчет в рамках модели двух источников (см. рис. 4.7, 4.10, 4.11). Спектр избыточных нейтронов в измеренных распределениях при $E_n = 14.7$ МэВ (см. раздел 4.4) в [10] описали соотношением Вайскопфа (4.23) с параметром $t \cong 0.4$, т.е. оцененные величины параметра температуры в [10] и [19, 20], определяющего жесткость спектра избыточных нейтронов, практически совпадают. Оценка средней энергии по спектру нейтронов (4.18) из неускоренных осколков деления $^{238}\text{U} + n$, например для $E_n = 14.7$ МэВ, дает $\bar{E}_{\text{naf}}(E_n) = 0.53$ МэВ, что значительно меньше, чем

$\bar{E}_{\text{faf+pre}}(E_n) = 2.1$ МэВ (см. рис. 4.16). Это дает возможность наблюдать на фоне более жесткого спектра предделительных+ постделительных нейтронов (см. кривые 2 на рис. 4.7, 4.10, 4.11) вклад мягкой компоненты в полный спектр (кривые 3). Таким образом, первый член в (4.35) скорее соответствует спектру избыточных нейтронов, а не предделительных нейтронов как полагали авторы [19, 20], а второй член описывает, в среднем, суммарный спектр предделительных и постделительных нейтронов. В систематике [270] приводятся только величины \bar{E}_q , которые лучше согласуются со средней энергией, полученной в модели двух источников (кривыми 2^M, 2 на рис. 4.16). Величины же $\bar{E}(E_n)$ согласно (4.36) (темные треугольники на рис. 4.16), согласуются с экспериментальными результатами для $E_n = 14.7$ МэВ (см. табл. 1.2, темные кружки на рис. 4.16) и с результатами расчета в рамках модели трех источников МНД (кривые 3 на рис. 4.16).

На рис. 4.16 видно, что зависимости средней энергии мгновенных нейтронов деления $\bar{E}(E_n)$ от энергии первичных нейтронов $E_n \leq 20$ МэВ, наиболее просто выглядит в области энергий до эмиссионного деления $E_n < B_{fA-1} \approx 6$ МэВ. Здесь развита известная систематика Террелла [111], который предложил параметризацию зависимости средней энергии МНД $\bar{E}(E_n)$ от энергии первичных нейтронов E_n соотношением (1.28) [115]. В ней три основные, важные для процесса деления ядер, характеристики E_n, Z, A заменяются одной, зависящей от них – средним выходом постделительных нейтронов из полностью ускоренных осколков. Соотношение (1.28) использовалось при моделировании спектра постделительной компоненты (4.2) в спектрах МНД (4.1), (4.20) в области энергий эмиссионного деления ядер. Зависимости средней энергии по спектрам МНД ^{232}Th от энергии E_n на рис. 4.16 были получены в [84] в рамках модели двух (кривая 2) и трех (кривая 3) источников нейтронов. Для ядра ^{235}U в [21] приводится два варианта расчета: с оценкой температуры T_x в (4.2) согласно (4.6) при $b = 1$ с универсальными для всех ядер параметрами в (1.28) и с параметрами, полученными из подгонки

(1.28) к экспериментальным данным (темные точки) в области $E_n < 6$ МэВ. Вторым вариантом расчета (сплошные кривые) приводится на рис. 4.16. Для ядер ^{238}U и ^{237}Np расчетные сплошные кривые на рис. 4.16 получены в [17, 22].

На рис. 4.16 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. В этом случае средняя энергия нейтронов деления по двухкомпонентному спектру МНД (4.1) определяется соотношением (4.15). Расчетные кривые 2 на рис. 4.16 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 (см. рис. 4.1). 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 $\bar{E}(E_n)$ (4.15) уменьшается в основном из-за вклада компоненты предделительных нейтронов, сосредоточенной в интервале энергий $0 \leq E \leq E_n - B_{fA-1}$. 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 (см. рис. 4.1, 4.16). 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 (1.28) 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 [270]. При сравнении соответствующих зависимостей $\bar{E}_{\text{faf}}(E_n)$, $\bar{E}(E_n)$, полученных в модели двух источников МНД в [270] и [17, 21, 22, 84] 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. 4.16 видно, что и систематика [270] (кривые 2^M) и результаты наших работ [17, 21, 22, 84] (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. 4.16 представлены расчеты средней энергии в модели трех источников (4.20)–(4.22). Появление третьего источника нейтронов с мягким энергетическим спектром (4.18) при энергиях первичных нейтронов $E_n > 8$ МэВ описывает форму экспериментальных распределений МНД в области низких энергий $E < 2$ МэВ (кривые 3 на рис. 4.7, 4.10, 4.11) и соответственно приводит к понижению средней энергии (кривые 3 на рис. 4.16) по сравнению с оценкой (4.15) (кривые 2). На рис. 4.16 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. 4.14), согласуется с данными эксперимента.

На рис. 4.16 видно, что в окрестности энергии первичных нейтронов $E_n = 7$ МэВ вклад предделительной компоненты в (4.16) с мягким энергетическим спектром (см. рис. 4.3) существенно понижает среднее значение $\bar{E}(E_n) = \bar{E}_{\text{faf+pre}}(E_n)$ (кривые 2) по сравнению с величиной $\bar{E}_{\text{faf}}(E_n)$ (кривые 1)

для более жесткого спектра постделительных нейтронов. Так экспериментальная величина $\bar{E}_{\text{exp}}(E_n)$ при $E_n = 7$ МэВ для ядра ^{235}U на рис.4.16 (наполовину темный квадрат), из работы Бертини [258] получена через температуру, определенную подгонкой соотношения (1.23) по участку спектра, где нет предделительных нейтронов (см. рис. 4.6). Поэтому это значение следует сравнивать с оценкой средней энергии для постделительной компоненты, показанной кривыми I^2 , I^M на рис. 4.16. С учетом вклада предделительных нейтронов средняя энергия по всему экспериментальному спектру для ядра ^{235}U (темный квадрат на рис. 4.16 при 7 МэВ) согласуется с расчетными значениями (кривые 2^M , 2) по двухкомпонентному спектру (4.1).

§4.9. Сравнения $\bar{E}(E_n)$ с другими оценками этой величины

На рис. 4.17 сравниваются наши расчетные значения средней энергии МНД (кривые IPPE) и оцененные величины $\bar{E}(E_n)$ в других национальных библиотек (BROND, разные версии JENDL, ENDF/B). Оценки BROND и ранней версий JENDL-3.2, показанные на рис. 4.17 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 [270] и оцененных кривых, например, в ENDF/B-VI и JENDL-4.0 расчетные зависимости $\bar{E}(E_n)$ (IPPE) получены нами в [17, 21, 22, 84] с учетом третьего источника нейтронов при $E_n > 9$ МэВ.

На рис. 4.17 видно, что значение средней энергии МНД ^{235}U для тепловой энергии первичных нейтронов, к которой по сути дела привязаны кривые $\bar{E}_{\text{exp}}(E_n)$, $\bar{E}(E_n)$, 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

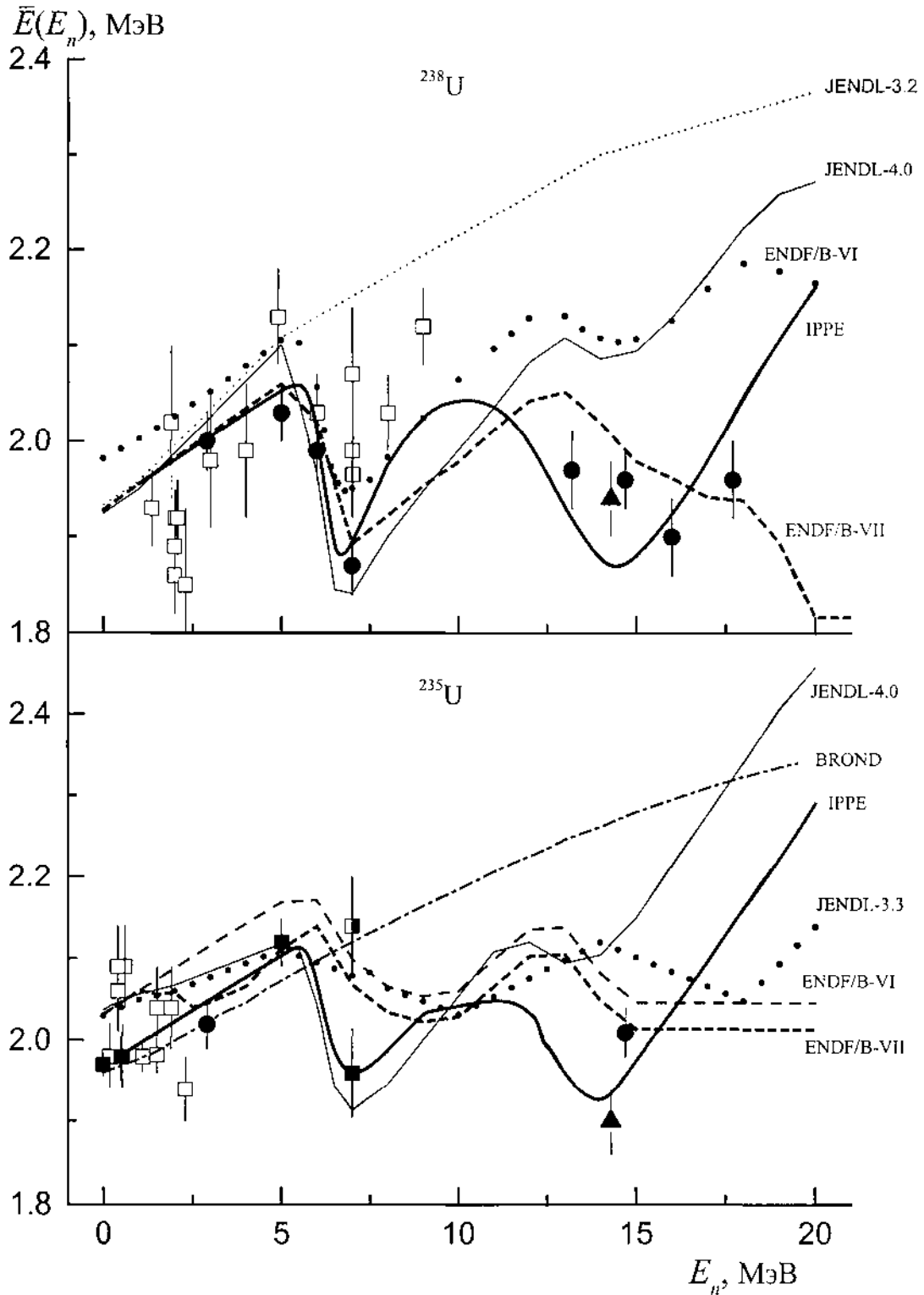


Рис. 4.17. Средняя энергия нейтронов деления ядер-мишеней ^{235}U и ^{238}U как функция энергии первичных нейтронов E_n . Точки – экспериментальные значения (тоже, что на рис. 4.16 для этих ядер). Сплошная жирная кривая – расчет ФЭИ (IPPE), другие кривые – оценки из других библиотек

для ядра ^{235}U в зависимости от энергии E_n , полученные с помощью камеры деления, показаны темными значками [10, 20, 120, 258, 272, 273]. Они включают в себя “тепловую точку” $\bar{E}_{\text{exp}}(0)$, основанную на десятке с лишним хорошо согласующихся результатов измерений, в которые входят и наиболее поздние данные [120, 272].

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

$$\Phi(E) = e^{-(E/a)} \text{sh}(bE)^{1/2} \quad (4.37)$$

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

$$\bar{E}(0) = 1.5a + 0.25ba^2 = 2.031 \text{ МэВ} \quad (4.38)$$

был выбран в ENDF/B-V вместо спектра нейтронов

$$\Phi(E) = E^{1/2} e^{-(E/T)} \quad (4.39)$$

($T=1.32$ МэВ) с $\bar{E}(0) = 1.5T = 1.98$ МэВ в прежней версии библиотеки ENDF/B-IV. Изменение формы спектра (4.39) в пользу (4.38) было сделано на основе тестирования результатов интегральных “benchmark” экспериментов, когда сравнили величины отношения CAL/EXP расчетных и экспериментальных значений [274] в версиях ENDF/B-V и ENDF/B-IV.

В библиотеке ENDF/B-VI, где при описании обсуждаемой зависимости предпочли модельные расчеты спектров деления [275] эмпирическим систематикам, средняя энергия спектра МНД для тепловой точки также соответствует (4.38). Наша оценочная кривая на рис.4.17 в области до эмиссионного деления ($E_n < 6$ МэВ) (см. также [273]), 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, как отмечалось в [273], не случайно: и модель [275], и расчет Террелла [115], приведший к систематике (1.28), 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 (рис. 4.1) с экспериментальными данными на рис. 4.17.

В работе [276], специально посвященной этой проблеме, были измерены спектры МНД для ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu (при $E_n=0.525$ МэВ) и ^{240}Pu (0.850 МэВ) относительно спектра нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf . В частности, для ^{235}U получено среднее значение $\bar{E}(E_n) = 1.973 \pm 0.024$ МэВ, которое согласуется в пределах ошибок с соответствующей величиной на нашей оцененной кривой IPPE на рис. 4.17 для этого ядра.

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. 4.17 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 (4.20) [17], 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.

§4.10. Сравнение с данными о средних энергиях МНД в реакции под действием протонов

Бедность экспериментальной информации о спектрах нейтронов деления ^{237}Np под действием нейтронов и вопросы, возникающие при сопоставлении с расчетами в модели двух источников нейтронов [12, 22, 270], побудило нас обратиться к результатам экспериментальных исследований тех же или близких ядер при других способах возбуждения. Можно ожидать, что особенно хороши будут в этом качестве реакции (p, xnf) . Протоны обладают таким преимуществом, как наиболее низкий кулоновский барьер при сравнении с другими заряженными частицами и значительно более высокие интенсивности

пучков по сравнению с моноэнергетическими нейтронами.

Указанные достоинства реакций с протонами в области низких энергий пытались реализовать в работах [1, 6], где были выполнены измерения спектров нейтронов для определенных масс, энергий и направлений вылета осколков деления. Это позволяет в рамках разумных предположений о механизме эмиссионного деления получить экспериментальную информацию о спектрах предделительных и постделительных нейтронов порознь. Большая часть таких измерений проведена для изотопов урана в качестве ядер-мишеней, т.е. для делящихся ядер нептуния, и именно они изучались [1, 6]. Поэтому обращение к результатам указанных экспериментов с протонами в наших работах [12, 22] представляется актуальным, особенно к результатам [1], более поздним и подробным.

Из протонных экспериментов можно получить информацию о величинах $\bar{E}_{\text{faf}}(E^*)$ и $\bar{E}(E^*)$. В [1, 6] приводятся значения средних энергий \bar{e}_{faf} в системе осколков. Величины \bar{E}_{faf} и \bar{e}_{faf} связаны соотношением $\bar{E}_{\text{faf}} = \bar{e}_{\text{faf}} + \bar{w}$, где \bar{w} средняя кинетическая энергия осколков, приходящаяся на один нуклон. Для величины \bar{w} принято значение 0.77 МэВ [111]. Сравнение этих результатов с расчетами нашей работы [22] приводиться на рис. 4.18 в зависимости от энергии возбуждения исходного составного ядра E^* . Средняя энергия МНД $\bar{E}(E^*)$ определяется выражением

$$\bar{E}(E^*) = [\bar{n}_{\text{faf}}(E^*)\bar{E}_{\text{faf}}(E^*) + \bar{n}_{\text{iso}}(E^*)\bar{E}_{\text{iso}}(E^*)] / [\bar{n}_{\text{faf}}(E^*) + \bar{n}_{\text{iso}}(E^*)], \quad (4.40)$$

где индексом “iso” обозначена изотропная компонента выхода и спектров нейтронов деления ядер ^{237}Np и ^{239}Np в реакциях $^{236, 238}\text{U} + p$ при энергиях протонов 12.7–25.6 МэВ. По мнению авторов [1] изотропная составляющая объединяет предделительные и разделительные (scission neutron) нейтроны, т.е.

$$\bar{n}_{\text{iso}}(E^*) = \bar{n}_{\text{pre}}(E^*) + \bar{n}_{\text{sc}}, \quad (4.41)$$

в предположении $\bar{n}_{\text{sc}} = 0.3$. В [1] средние значения \bar{E}_{faf} и \bar{E}_{iso} находились двумя способами: поканальным интегрированием и из параметров аппроксимации функционалов – соответственно распределений Максвелла и Вайскопфа для

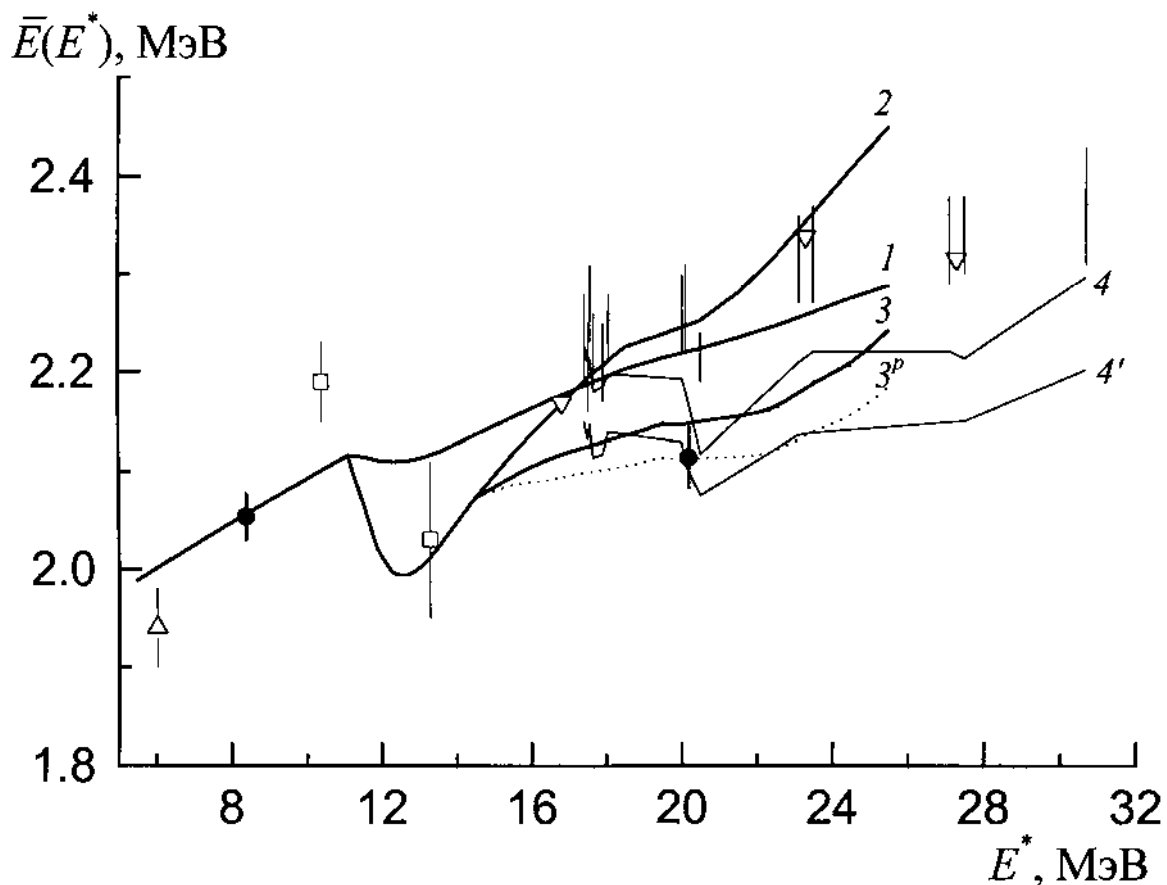


Рис. 4.18. Сравнение результатов расчета средней энергии МНД в модели трех источников с нейтронными и протонными данными о средних энергиях \bar{E} МНД и компоненте \bar{E}_{faf} постделительных нейтронов. E^* – начальная энергия возбуждения составного ядра; (|) [1] и точками ∇ [6] – экспериментальные значения $\bar{E}_{\text{faf}}(E^*)$. Область экспериментальных значений $\bar{E}(E^*)$ расположена между кривыми 4 и 4' (см. текст). Кривые: 2 – расчет в модели двух, 3 – трех источников нейтронов, 1 – вклад постделительной компоненты. Кривые 3^p и 3 соответствует вкладу предравновесных нейтронов реакций (p,n) , и (n,n') . Остальные обозначения такие же, как на рис. 4.16 для ^{237}Np

спектров постделительных и предделительных нейтронов. Данные [1] для постделительных нейтронов \bar{E}_{faf} показаны на рис. 4.18 вертикальными отрезками, верхний край которых соответствует первому способу, а нижний – второму. В работе [6] сообщены только значения \bar{E}_{faf} для реакции $^{238}\text{U} + p$ при трех значениях энергий протонов: $E_p = 11.5, 18, 22$ МэВ. Они также показаны на рис. 4.18. Расчетная кривая 1 для постделительной компоненты МНД на рис. 4.18 неплохо согласуется с наблюдаемой зависимостью.

При определении $\bar{E}(E^*)$ по формуле (4.40) использовалось два набора значений $\bar{n}_{\text{faf}}, \bar{E}_{\text{faf}}$ – результаты эксперимента и описания экспериментального спектра нейтронов $d\bar{n}_{\text{faf}}(E)/dE$ распределением Максвелла. К сожалению, в [1] порогом регистрации $E_{\text{min}} = 0.65$ МэВ отрезалась значительная доля изотропно испускаемых нейтронов. Поэтому для изотропной компоненты можно воспользоваться только теми значениями $\bar{n}_{\text{iso}}, \bar{E}_{\text{iso}}$, которые получены в результате аппроксимации экспериментального спектра $d\bar{n}_{\text{iso}}(E)/dE$ распределением Вайскопфа. В результате такой обработки на рис. 4.18 появились две кривые 4 и 4', которые ограничивают область экспериментальных значений $\bar{E}(E^*)$. Кривая 2, соответствующая описанию в традиционном подходе, учитывающем два источника, проходит значительно выше данных эксперимента в реакциях с протонами (область между кривыми 4 и 4'). Расчет в модели трех источников нейтронов (кривая 3) в среднем попадает в область значений наблюдаемых величин $\bar{E}(E^*)$ в реакциях с протонами. Выход предравновесных нейтронов зарядово-обменной реакции (p, n) приблизительно в два раза меньше, чем реакции (n, n') . Если учесть это в расчетах, то соответствующая кривая 3^p, проходя несколько ниже кривой 3, располагается достаточно близко к кривой 4'. Сравнение данных для реакций под действием нейтронов и протонов показывает благоприятные возможности экспериментов с протонами для исследования низкоэнергетического деления актинидных ядер.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Резюмируя вышеизложенное, выделим основные результаты выполненных в работе исследований 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

связанно 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

$\tilde{a} = 0.084A \text{ МэВ}^{-1}$; $\Delta_0^2 = (\Delta_{0N}^2 + \Delta_{0Z}^2 (Z/N)^{1/3}) / (1 + (Z/N)^{1/3})$ 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 Рb. Получено значение $a_{\text{ДСЯ}}=0.086 \text{ МэВ}^{-1}$;

– 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 Рb 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 околопороговой 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 $E_n \geq 6$ 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.

В заключении я считаю своим приятным долгом выразить глубокую благодарность за помощь в проведении данных исследований соавторам и сотрудникам Радиевого института им. В. Г. Хлопина Бойкову Г. С., Дмитриеву В. Д., сотрудникам лаборатории №6 ФЭИ: Ловчиковой Г. Н., Труфанову А. М., Полякову А. В., Виноградову В. А., Остапенко Ю. Б., Кудяеву Г. А., Ростопчину Е. М., коллективам лаборатории электростатических ускорителей ФЭИ.

Я очень признателен руководству физического отделения и отдела ФЭИ за содействие работам по теме диссертации Говердовскому А. А., Фурсову Б. И.

Пользуюсь случаем выразить свою благодарность Игнатиюку А. В., Манохину В. Н., Блохину А. И. за советы и критику, деловую и моральную поддержку нашим работам.

Направление исследований, получившее развитие в данной диссертации, было предложено моим покойным учителем профессором Георгием Николаевичем Смирениным, под непосредственным руководством которого мне посчастливилось проработать около 9 лет. Все свои научные удачи я посвящаю его светлой памяти.

ЛИТЕРАТУРА

1. Strecker M., Wien R., Plischke P., Scobel W. Precission and postscission neutrons from the reactions $p + {}^{235,236,238}\text{U}$ with $E_p \leq 25.6 \text{ MeV}$ // Phys. Rev. C. 1990. V. 41. P. 2172–2187.
2. Fraenkel Z., Mayk I., Unik J. P., Gorski A. J., Loveland W. D. Measurement of pre- and post-fission neutron emission at moderate excitation energies // Phys. Rev. C. 1975. V. 12. P. 1809–1825.
3. Hinde D. J., Agata H., Tanaka M. et al. Systematics of fusion- fission time scales // Phys. Rev. C. 1989. V. 39. P. 2268–2284.
4. Ньютон Дж. О. Деление ядер под действием тяжелых ионов // ЭЧАЯ. 1990. Т. 21. С. 821–913.
5. Васильев Ю. А., Замятнин Ю. С., Сиротинин Е. И., Фомушкин Э. Ф. Спектры нейтронов при делении ${}^{235}\text{U}$, испускаемых под углами $0, 45, 90^\circ$ к направлению разлета осколков // АЭ. 1960. Т. 9. С. 449–454.
6. Bishop C. J., Halpern I., Shaw R. W., Vandenbosch R. The energy dependence of the fissionability of neptunium isotopes and the level density of highly deformed nuclei // Nucl. Phys. A. 1972. V. 198. P. 161–186.
7. Бойков Г. С., Дмитриев В. Д., Кудяев Г. А., Остапенко Ю. Б., Свирин М. И., Смиренкин 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).
8. Бойков Г. С., Дмитриев В. Д., Кудяев Г. А., Свирин М. И., Смиренкин Г. Н. Спектры нейтронов при делении ${}^{235}\text{U}$ нейтронами энергией 2.9 и 14.7 МэВ // АЭ. 1990. Т. 69. С. 23–27.
9. 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.
10. Бойков Г. С., Дмитриев В. Д., Кудяев Г. А., Остапенко Ю. Б., Свирин М. И., Смиренкин Г. Н. Спектр нейтронов при делении ${}^{232}\text{Th}$, ${}^{235}\text{U}$, ${}^{238}\text{U}$ нейтронами с энергией 2.9 и 14.7 МэВ (ниже и выше порога эмиссионного деления) // ЯФ. 1991.

- Т. 53. С. 628–648.
11. 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.
 12. Бойков Г. С., Дмитриев В. Д., Свириин 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.
 13. Смиринкин Г. Н., Ловчикова Г. Н., Труфанов А. М., Свириин 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.
 14. 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.
 15. Труфанов А. М., Ловчикова Г. Н., Свириин 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.
 16. Ловчикова Г. Н., Труфанов А. М., Свириин М. И., Виноградов В. А. Эмиссия нейтронов из реакции $^{232}\text{Th}(n, xn'f)$ // ЯФ. 2004. Т. 67. С. 914–924.
 17. Ловчикова Г. Н., Труфанов А. М., Свириин 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.
 18. 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.
 19. 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.

20. 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.
21. Свирин 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.
22. Свирин 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.
23. 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.
24. Bohr N., Wheeler J. A. The mechanism of nuclear fission // Phys. Rev. 1939. V. 56. P. 426–540.
25. Strutinsky V. M. Shell effects in nuclear masses and deformation energies // Nucl. Phys. 1967. V. 95. P. 420–442; “Shells” in deformed nuclei // Nucl. Phys. 1968. V. 122. P. 1–33.
26. Cohen S., Swiatecki W. J. The deformation energy of a charged drop // Ann. Phys. 1963. V. 22. P. 406–437.
27. Swiatecki W. J. Systematics of fission // Phys. Rev. 1956. V. 101. P. 97–99.
28. Green A. E. S. Coulomb radius constant from nuclear masses // Phys. Rev. 1954. V. 95. P. 1006–1009.
29. Myers W. D., Swiatecki W. J. Nuclear masses and deformations // Nucl. Phys. 1966. V. 81. P. 1–60.
30. Myers W. D., Swiatecki W. J. Anomalies in nuclear masses // Ark. Fysik. 1967. V. 36. P. 343–352.
31. Moretto L. G. Fission probabilities in lighter nuclei. Phys. and Chem. Fission (Proc. Symp., Rochester, 1973), Vienna: IAEA, 1974. V. 1. P. 329.
32. Игнатюк А. В., Смиреникин Г. Н., Иткис М. Г., Мульгин С. И.,

- Околович В. Н. Исследования делимости доактинидных ядер заряженными частицами // ЭЧАЯ. 1985. Т. 16. С. 709–772.
33. Myers W. D. Droplet Model of Atomic Nuclei. N. Y.: IFI/Plenum, 1977.
34. Krappé H. J., Nix J. R., Sierk A. J. Unified nuclear potential for heavy-ion-elastic scattering, fusion, fission and ground state masses and deformations // Phys. Rev. C. 1979. V. 20. P. 992–1013.
35. Иткис М. Г., Кондратьев Н. А., Мульгин С. И., Околович В. Н., Русанов А. Я., Смиренкин Г. Н. Массовая асимметрия симметричной моды деления ядер с $A \cong 200$ // ЯФ. 1990. Т. 52. С. 944–959; Деление ядер легче Hg при низких энергиях // ЯФ. 1991. Т. 53. С. 1225–1237.
36. Brack M., Damgaard J., Jensen A. S., Pauli H. C., Strutinsky V. M., Wong C. Y. The Shell-correction approach to nuclear shell effects and its applications to the fission process // Rev. Mod. Phys. 1972. V. 44. P. 320–405.
37. Björnholm S., Strutinsky V. M. Intermediate states in fission // Nucl. Phys. A. 1969. V. 136. P. 1–24.
38. Работнов Н. С., Смиренкин Г. Н., Солдатов А. С., Усачев Л. Н., Ципенюк Ю. М. Фотоделение ^{232}Th , ^{238}U , ^{238}Pu , ^{240}Pu , ^{242}Pu и структура барьера деления // ЯФ. 1970. Т. 11. С. 508–527.
39. Остапенко Ю. Б., Смиренкин Г. Н., Солдатов А. С., Ципенюк Ю. М. Фотоделение при подбарьерных возбуждениях ядер // ЭЧАЯ. 1981. Т. 12. С. 1364–1431.
40. Björnholm S., Lynn J. E. The double-humped fission barrier // Rev. Mod. Phys. 1980. V. 52. P. 725–931.
41. Oganessian Yu. Ts., Lasarev Yu. A. Treatise on Heavy Ion Science, N.Y.: Plenum Press, 1985. V. 4. P. 3.
42. Möller P., Nix J. R. Physics and Chemistry of Fission (Proc. Simp., Rohester, 1973) IAEA, Vienna, 1974. V. 1. P. 103.
43. Pashkevich V. V. The energy of non-axil deformation of heavy nuclei // Nucl. Phys. A. 1969. V. 133. P. 400–404.
44. Larsson S. E., Leander G. Physics and Chemistry of Fission (Proc. Simp., Rohester, 1973) IAEA, Vienna, 1974. V. 1. P. 177.

45. Pashkevich V. V. On the asymmetric deformation of fissioning nuclei // Nucl. Phys. A. 1971. V. 169. P. 275–293.
46. Möller P., Nilsson S. G. The fission barrier odd- multipole shape distortions // Phys. Lett. 1970. V. B31. P. 283–286.
47. Gavron A., Britt H. C., Konecny E., Weber J., Wilhelmy J. B. Γ_n/Γ_f for actinide nuclei using ($^3\text{He},df$) and ($^3\text{He},tf$) reactions // Phys. Rev. C. 1976. V. 13. P. 2374–2384.
48. Britt H. C. Experimental survey of the potential energy surfaces associated with fission. Phys. and Chem. of Fission (Proc. Simp., Jul. 1979), Vienna: IAEA, 1980. V. 1. P. 3–29.
49. Андросенко Х. Д., Немилов Ю. А., Остапенко Ю. Б., Рубченя В. А., Селицкий Ю. А., Смиренкин Г. Н., Фунштейн В. Б., Хлебников С. В., Яковлев В. А. Угловая анизотропия осколков деления ^{226}Ra и ^{227}Ac нейтронами вблизи порога // ЯФ. 1983. Т. 38. С. 832–840.
50. Кудяев Г. А., Остапенко Ю. Б., Смиренкин Г. Н. Пороги и седловые формы при симметричном и асимметричном делении в районе Ra // ЯФ. 1987. Т. 45. С. 1534–1546.
51. Иткис М. Г., Околович В. Н., Русанов А. Я., Смиренкин Г. Н. Симметричное и асимметричное деление ядер легче тория // ЭЧАЯ. 1988. Т. 19. С. 701–784.
52. Остапенко Ю. Б., Растопчин Е. М., Смиренкин Г. Н. Вероятность вынужденного деления ядер в диффузионной модели: Препринт ФЭИ-1848. Обнинск, 1987. 12 с.
53. Кудяев Г. А., Остапенко Ю. Б., Растопчин Е. М., Смиренкин Г. Н. Делимость ядер и затухание вклада ротационных мод в плотность уровней // ЯФ. 1988. Т. 47. С. 1540–1547.
54. Rastopchin E. M., Smirenkin G. N., and Pashkevich V. V. On the role of the second well of the deformation potential energy in nuclear fission in the lead region // Z. Phys. A. 1989. V. 333. P. 389–392.
55. Растопчин Е. М., Мульгин С. И., Остапенко Ю. Б., Пашкевич В. В., Свирин М. И., Смиренкин Г. Н. Статистические и динамические аспекты

- описания делимости доактинидных ядер // ЯФ. 1991. Т. 53. С. 1200–1224.
56. Селицкий Ю. А. Особенности деления ядер в области радия и актиния // ЭЧАЯ. 1979. Т. 10. С. 314–355.
57. Копеспу R., Specht H. J., Weber J. Symmetric and asymmetric fission of Ra- and Ac -isotopes. Phys and Chemistry of Fission (Proc. Simp., Rochester, 1973). Vienna: IAEA, 1974. V. II. P. 3.
58. Weber J., Britt H. C., Gavron A. e1 a1. Fission of ^{228}Ra // Phys. Rev. C. 1976. V. 13. P. 2413–2420.
59. Иткис М. Г., Околович В. Н., Русанов В. Я., Смиренкин Г. Н. Экспериментальное исследование области существования асимметричного типа деления в легких ядрах // ЯФ. 1985. Т. 41, С. 849–864; Энергетические распределения осколков деления доактинидных ядер и гипотеза о независимых способах деления // Там же. С. 1109–1122.
60. Britt H. C., Wegner H. E., Gursky J. C. Energetics of charged particle -induced fission reactions // Phys. Rev. 1963. V. 129. P. 2239–2252.
61. Mustafa M. G., Mosel V., Schmitt H. W. Asymmetry in nuclear fission // Phys. Rev. C. 1973. V. 7. P. 1519–1532.
62. 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.
63. Gavron A., Britt H. C., Goldstone P. D. e1 a1. Complexity of the potential-energy surface for fission of ^{238}U // Phys. Rev. Lett. 1977. V. 38. P. 1457–1460.
64. Brack M. Static deformation energy calculations: from microscopical to semiclassical theories // Phys. and Chem. of Fission (Proc. Simp., Jul. 1979), Vienna: IAEA, 1980. V. 1. P. 227–263.
65. Куприянов В. М., Истеков К. К., Фурсов Б. И., Смиренкин Г. Н. Простое описание зависимости барьеров деления и отношения Γ_f/Γ_n от нуклонного состава для трансураниевых ядер // ЯФ. 1980. Т. 32. С. 355–368.
66. Куприянов В. М., Смиренкин Г. Н., Фурсов Б. И. Систематика нейтронных

- сечений и других характеристик вероятности деления трансурановых ядер // ЯФ. 1984. Т. 39. С. 281–295.
67. Игнатюк А. В., Маслов В. М., Пашенко А. Б. Согласованный анализ сечений (n, f) и (n, xn) – реакций для актинидов // ЯФ. 1988. Т. 47. С. 355–362.
68. Кудяев Г. А., Остапенко Ю. Б., Пашкевич В. В., Свирин 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.
69. Игнатюк А. В., Маслов В. М. Описание сечений деления трансурановых ядер быстрыми нейтронами // ЯФ. 1990. Т. 51. С. 1227–1237.
70. Бычков В. М., Пляскин В. И. О применимости статистической теории для описания сечений реакции (n, xn) и (n, xnf) на делящихся ядрах // ЯФ. 1981. Т. 34. С. 684–690.
71. Van der Pflicht J., Harekeh M. N., van der Woude A. et al. The study of the $(\alpha, \alpha' f)$ reaction at 120 MeV on ^{232}Th and ^{238}U (I). Fission probabilities and angular distributions in the region of the giant quadrupole resonances // Nucl. Phys. A. 1980. V. 346. P. 349–370; The study of the $(\alpha, \alpha' f)$ reaction at 120 MeV on ^{232}Th and ^{238}U (II). Fission barrier properties deduced from fission probabilities and angular distributions // Nucl. Phys. A. 1981. V. 369. P. 51–76.
72. Boyce J. R., Hayward T. D., Bess R. et al. Absolute cross sections for proton-induced fission of the uranium isotopes // Phys. Rev. C. 1974. V. 10. P. 231–244.
73. Vandenbosch R., Huizenga J. R. Nucl. Fission. N.Y.; London: Acad. Press, 1973.
74. Vandenbosch R., Huizenga J. R. Proc. Int. Conf. on Peac. Uses Atom. Energy, UN, Geneva, 1958. V. 15. P. 284.
75. Смиренкин Г. Н., Фурсов Б. И. Об энергетической зависимости вероятности деления трансурановых ядер быстрыми нейтронами // ЯФ. 1987. Т. 45. С. 319–328.
76. Клепацкий А. Б., Коньшин В. А., Маслов В. М., Суховицкий Е. Ш. Анализ нейтронных сечений ^{235}U в области энергий быстрых нейтронов // ВАНиТ.

- Серия: Ядерные константы. М.: ЦНИИАтоминформ, 1987. Вып. 3. С. 3–9.
77. Сви́рин М. И. Статистические и динамические аспекты описания сечения деления ^{238}U нейтронами в диапазоне энергий $E_n=1\text{--}55$ МэВ // ЯФ. 2000. Т. 64. С. 1660–1672.
78. Wender S. A., Lisowski P. W., Seestrom-Norriss S. et al. A white neutron source from 1 to 400 MeV – facility and experiments // Proc. Int. Conf. on Neutron Phys. Kiev, 1988. М.: ЗНИИАтоминформ, 1988. V. 4. P. 17–26.
79. Carlson A. D., Wasson O. A., Lisowski P. W. et al. Proc. Int. Conf. on Nucl. Data for Sci. and Technol. Mito, 1988. JAERI, 1988. P. 1029.
80. Lisowski P. W., et al. Proc. Specialists' Meeting on Neutron Cross Section Standarts for the Energy Region above 20 MeV. Uppsala. Sweden. May 21–23, 1991. P. 177. OECD, Paris, 1991.
81. Staples P., Morley K. Neutron-induced fission cross-section ratios for ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{242}Pu , and ^{244}Pu relative to ^{235}U from 0.5 to 400 MeV // Nucl. Sci. Eng. 1998. V. 129. P. 149–163.
82. Donets A. Yu., Evdokimov A. V., Fomichev A. V., et al. Neutron-induced fission cross-sections of U235, U238, Th232, Pu239 and Np237 in the energy range 1 – 200 MeV // Proc. of 7th Int. Seminar on Neutron Interactions with Nuclei, Dubna. Russia. May 25–28. 1999. P. 357–362.
83. Lestone J. P., Gavron A. Neutron induced fission of Uranium isotopes up to 100 MeV // ЯФ. 1994. Т. 57. С. 1268–1274.
84. Сви́рин М. И. Систематика средней энергии и средней множественности мгновенных нейтронов деления ^{232}Th // ЯФ. 2012. Т. 75. С. 1544–1558.
85. Бете Г. Физика ядра. М.: Гостехтеориздат, 1948. 382 с.
86. Bardeen J., Cooper L. N., Schrieffer J. R. Theory of Superconductivity // Phys. Rev. 1957. V. 108. P. 1175–1204.
87. Игнатюк А. В. Статистические свойства возбужденных ядер. М.: Энергоатомиздат, 1983. 176 с.
88. Игнатюк А. В., Истеков К. К., Смиренкин Г. Н. Роль коллективных эффектов при систематике плотности уровней // ЯФ. 1979. Т. 29.

- С. 875–883.
89. Свирин М. И. Тестирование основных феноменологических моделей плотности уровней ядер // ЭЧАЯ. 2006. Т. 37. С. 901–982.
 90. Nuclear Data Standards for Nuclear Measurements. Paris: OECD. 1993. NEANDC-311 “U”. INDC (SEC)-101.
 91. Mannhart W. Evaluation of the Cf–252 fission neutron spectrum between 0 MeV and 20 MeV // Property of Neutron Sources (Proc. Advisory Group Meeting, Leningrad, USSR, 1986). Vienna: IAEA. 1987. IAEA-TECDOC-410. P. 58–171.
 92. Фетисов Н. И., Симаков С. П., Труфанов А. М. и др. Физические характеристики газовой тритиевой мишени как источника моноэнергетических нейтронов // ПТЭ. 1980. №6. С. 22–29.
 93. Lovchikova G. N., Salnikov O. A., Simakov S. P. et al. Neutron source for 3–25 MeV energy range based on EGP–10M accelerator and gas tritium target // Property of Neutron Sources (Proc. Advisory Group Meeting, Leningrad, USSR). Vienna: IAEA. 1987. IAEA-TECDOC-410. P. 290–296.
 94. Barnard E., Ferguson A. T. G., McMurray W. R., Van Heerden I. J. Time-of-flight measurements of neutron spectra from the fission of ^{235}U , ^{238}U and ^{239}Pu // Nucl. Phys. 1965. V. 71. P. 228–240.
 95. Авдеев С. П., Богдзель А. А., Длоугы З. и др. Быстродействующая ионизационная камера деления с большим количеством урана-235. Препринт ОИЯИ РЗ-81-667. Дубна. 1981.
 96. Сухих С. Э., Труфанов А. М., Ловчикова Г. Н. и др. Камера деления для спектрометрии мгновенных нейтронов деления. Препринт ФЭИ-1927. Обнинск. 1988. 18с.
 97. Блинов Н. В., Бойков Г. С., Витенко В. А. Энергетический спектр мгновенных нейтронов при спонтанном делении Cf-252. Препринт Радиевого института РИ-91. Ленинград. 1985.
 98. Talalaev V. A., Simakov S. P., Budakjvskij S. V., Sztaricskai T. Comparative study of fast neutron detectors based on FEU-143 photomultiplier // Acta Universitatis Debreceniensis, Debrecen, 1991. P. 13.

99. Деменков В. Г., Нестеренко В. С., Труфанов А. М. и др.
Автоматизированная информационно-измерительная система на базе мини-ЭВМ СМ-1420 для исследования спектров быстрых нейтронов. Препринт ФЭИ-2013. Обнинск. 1989. С. 24.
100. Le Couteur K. J., Lang D. W. Neutron evaporation and level densities in excited nuclei // Nucl. Phys. 1959. V. 13. P. 32–52.
101. Budtz-Jørgensen C., Knitter H. -H. Simultaneous investigation of fission fragments and neutrons in ^{252}Cf (SF) // Phys. of Neutron Emission in Fission (Proc. Consult Meeting Mito, 1988). Vienna: IAEA, 1989. INDC(NDC)-220. P. 181–206.
102. Смиренкин Г. Н., Тишин А. С. Угловая анизотропия и делимость ядер // ЯФ. 1970. Т. 12. С. 746–752.
103. Струтинский В. М. Статистическая теория углового распределения осколков деления // АЭ. 1957. Т. 2. С. 508–513.
104. Андросенпо Х. Д., Королев Г. Г., Шпак Д. Л. Угловая анизотропия осколков деления ^{232}Th , ^{233}U , ^{235}U , ^{238}U , ^{237}Np , ^{238}Pu , ^{239}Pu нейтронами с энергией 12.4–16.4 МэВ // ВАНИТ. Сер.: Ядерные константы. М.: ЦНИИАтоминформ, 1982. Вып. 2(46). С. 9; Угловая анизотропия осколков деления ^{235}U нейтронами с энергией 0.014–7.15 МэВ // 1985. Вып. 2. С. 4–26.
105. Henkel R. L., Brolley J. E. Angular distribution of fragments from neutron-induced fission of ^{238}U and ^{232}Th // Phys. Rev. 1956. V. 103. P. 1292–1295.
106. Budtz-Jørgensen C., Knitter H.-H. Simultaneous investigation of fission fragments and neutrons in ^{252}Cf (SF) // Nucl. Phys. A. 1988. V. 490. P. 307–328.
107. Marten H., Richter D., Seeliger D. et al. New method for measurement of energy and angular distributions of prompt fission neutrons // Nucl. Instrum. Methods. A. 1988. V. 264. P. 375–380.
108. Блинов М. В., Казаринов Н. М., Протопопов А. Н. Изучение энергетических и угловых распределений нейтронов, испускаемых при делении ^{235}U тепловыми нейтронами // ЖЭТФ. 1962. Т. 42. С. 1017–1021.
109. Samant M. S., Anand R. P., Choudhury R. K. et al. Studies of prompt neutron

- spectra and angular distributions from fragments of specified mass and kinetic energy // Data for Neutron Emission in the Fission Process (Proc. Consult Meeting Vienna, 1990). Vienna: IAEA, 1991. INDC(NDS)-251. P. 5–103.
110. Fröhner F. H. Watt spectrum fit to ^{252}Cf prompt fission neutron data // Nuclear Theory for Fast Neutron Nuclear Data Evaluation (Proc. Advisory Group Meeting Vienna, 1987). Vienna: IAEA, 1988. TECDOC-483. P. 160–164.
111. Terrell J. Prompt neutrons from fission // Phys. and Chem. of Fission (Proc. Symp., Salzburg, 1965). Vienna: IAEA, 1965. V. II. P. 3–24.
112. Ловчи́кова Г. Н., Смиренкин Г. Н., Труфанов А. М. и др. Энергетические распределения вторичных нейтронов реакции (n, f) для ядер Th–Pu // ЯФ. 1999. Т. 62. С. 1551–1561.
113. Howerton R. J. \bar{n} Revisited // Nucl. Sci. Eng. 1977. V. 62. P. 438–454.
114. Малиновский В. В., Тараско М. З., Кузьминов Б. Д. Оценка энергетической зависимости среднего числа мгновенных нейтронов \bar{n}_p // ВАНиТ. Сер.: Ядерные константы. М.: ЦНИИАтоминформ. 1985. Вып. 1. С. 24–35.
115. Terrell J. Fission Neutron Spectra and Nuclear Temperatures // Phys. Rev. 1959. V. 113. P. 527–541.
116. Howerton R. J., Doyas R. J. Technical Notes. Fission Temperatures as a Function of the Average Number of Neutrons from Fission // Nucl. Sci. Eng. 1971. V. 46. P. 414–416.
117. Корнилов Н. В., Барыба В. Я. Сальников О. А. Спектры нейтронов деления ^{238}U // Нейтронная физика. Матер. 5-й Всесоюз. конф., Киев, 1980. М.: ЦНИИАтоминформ, 1980. Т. 3. С. 104–108; Корнилов Н. В. Спектры мгновенных нейтронов деления ^{238}U // ВАНиТ. Сер.: Ядерные константы. М.: ЦНИИАтоминформ, 1985. Вып. 4. С. 46–50.
118. Истеков К. К., Куприянов В. М., Фурсов Б. И., Смиренкин Г. Н. О применимости традиционных систематик // ЯФ. 1979. Т. 29. С. 1156–1170.
119. Johansson P. I., Holmqvist B. An experimental study of the prompt fission neutron

- spectrum induced by 0.5-MeV neutrons incident on Uranium-235 // Nucl. Sci. Eng. 1977. V. 62. P. 695–708.
120. Старостов Б. И., Нефедов В. Н., Бойцов А. А. Спектры мгновенных нейтронов деления ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu в интервале энергий 0.01–12 МэВ // ВАНИТ. Сер.: Ядерные константы. М.: ЦНИИАтоминформ. 1985. Вып. 3. С. 16–24.
121. Беланова Т. С., Игнатюк А. В., Пащенко А. Б., Пляскин В. И. Радиационный захват нейтронов. Справочник. М.: Энерготомиздат, 1986. 248 с.
122. Uhl M., Strohmier B. Computer code for particle induced activation cross sections and related quantities. Rep. IRK-76/01. Vienna, 1976. Addenda, 1978.
123. Hauser W., Fechbach H. The inelastic scattering of neutrons // Phys. Rev. 1952. V. 87. P. 366–373.
124. Kramers H. A. Brownian motion in a field of force and the diffusion model of chemical reactions // Physica. 1940. V. 7. P. 284–304.
125. Grange P. Effects of transients on particle emission prior to fission a transport description of the fission process // Nucl. Phys. A. 1984. V. 428. P. 37–62.
126. Адеев Г. Д., Гончар И. И., Пашкевич В. В. и др. Диффузионная модель формирования распределений осколков деления // ЭЧАЯ. 1988. Т. 19. С. 1229–1298.
127. Sargsyan V. V., Palchikov Yu. V., Kanokov Z., et al. Fission rate and transient time with a quantum master equation // Phys. Rev. C. 2007. V. 76. 064604.
128. Hinde D. J., Charity R. J., Foote G. S., et al. Neutron multiplicities in heavy-ion-induced fission: Timescale of fusion–fission. Nucl. Phys. A. 1986. V. 452. P. 550–572.
129. Grange P., Weidenmuller H. A. Fission probability and the nuclear friction constant // Phys. Lett. B. 1980. V. 96. P. 26–30.
130. Grange P., Li Jun-Qing, Weidenmüller H. A. Induced nuclear fission viewed as a diffusion process: Transients // Phys. Rev. C. 1983. V. 27. P. 2063–2077.
131. Chandrasekhar S., Stochastic Problems in Physics and Astronomy // Rev. Mod. Phys. 1943. V. 15. P. 1–89.

132. Струтинский В. М. Ширина деления нагретых ядер // ЯФ. 1974. Т. 19. С. 259–262.
133. Свирин М. И. Статистические и динамические аспекты описания делимости доактинидных и актинидных ядер // ЭЧАЯ. 2010. Т. 41. С. 522–606.
134. Lagrange Ch. Results of coupled channels calculations for the neutron cross sections of a set of actinide nuclei. Report NEANDC(E)-228 “L”, Commissariat a L’Energy Atomique, France, 1982.
135. Griffin J. J. Statistical model of intermediate structure // Phys. Rev. Lett. 1966. V.17. P.478–480; Energy dependence of average direct reaction cross section and particle nuclear level densities // Phys. Lett. B. 1967. V. 24. P. 5–7.
136. Blann M. Extensions of Griffin’s statistical model for medium-energy nuclear reactions // Phys. Rev. Lett. 1968. V. 21. P. 1357–1360; Hybrid model for pre-equilibrium decay in nuclear reactions // Phys. Rev. Lett. 1971. V. 27. P. 337–340; Preequilibrium decay // Ann. Rev. Nucl. Sci. 1975. V. 25. P. 123–166.
137. Blann M., Vonach H. K. Global test of modified precompound decay models // Phys. Rev. C. 1983. V. 28. P. 1475–1492.
138. Nowotny R., Uhl M. Calculation of excitation functions for charged particle induced reactions. Handbook on Nuclear Activation Data. STI/DOG/10/273. Vienna: IAEA. 1987. P. 441–477.
139. Вдовин А. И., Воронов В. В., Малов Л. А., Соловьев В. Г., Стоянов Ч. Полумикроскопическое описание плотности состояний сложных ядер // ЭЧАЯ. 1976. Т. 7. С. 952–988.
140. Gilbert A., Cameron A. G. W. A composite nuclear-level density formula with shell corrections // Can. J. Phys. 1965. V. 43. P. 1446–1496.
141. Анципов Г. В., Коньшин В. А., Маслов В. М. Плотность уровней и радиационные ширины трансактинидов // ВАНиТ. Серия: Ядерные константы. М.: ЦНИИАтоминформ, 1985. Вып. 3. С. 25–34.

142. Растопчин Е. М., Кудяев Г. А., Остапенко Ю. Б., Пашкевич В. В., Свириин М. И., Смиринкин 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).
143. Растопчин Е. М., Свириин М. И., Смиринкин Г. Н. Тестировка основных феноменологических моделей плотности уровней ядер // ЯФ. 1990. Т. 52. С. 1258–1272.
144. Свириин М. И., Смиринкин Г. Н. Анализ испарительных спектров нейтронов в обобщенной сверхтекучей модели ядра // ЯФ. 1988. Т. 47. С. 84–94; Испарительные спектры нейтронов и плотность ядерных уровней // Нейтронная физика. Матер. I Междунар. конф., Киев, 1987. М.: ЦНИИАтоминформ, 1988. Т. 2. С. 65–69.
145. Игнатюк А. В., Смиринкин Г. Н., Тишин А. С. Структура одночастичного спектра и энергетическая зависимость Γ_f / Γ_n // ЯФ. 1972. Т. 15. С. 1124–1131.
146. Kataria S. K., Ramamurthy V. S., Kapoor S. S. Semiempirical nuclear level density formula with shell effects // Phys. Rev. C. 1978. V. 18. P. 549–563.
147. Bjornholm S., Bohr A., Mottelson B. R. Role of symmetry of the nuclear shape in rotational contribution to nuclear level densities // Phys. and Chem. Fission (Proc. Simp., Rochester, 1973), Vienna: IAEA, 1974. V. 1. P. 367–374.
148. ENSDF, IAEA: Vienna, 2006.
149. Dossing T., Jensen A. S. Nuclear level densities with collective rotations included // Nucl. Phys. 1974. V. 222. P. 493–511.
150. Егоров С. А., Рубченя В. А. Расчет плотности уровней актинидных ядер комбинаторным методом // ЯФ. 1989. Т. 49. С. 1580–1587.
151. Кудяев Г. А., Остапенко Ю. В., Смиринкин Г. Н. О симметричном и асимметричном делении ядер в переходной области (в районе Ra). ВАНИТ. Серия: Ядерные константы. М.: ЦНИИАтоминформ, 1986. Вып. 3. С. 55.

152. Игнатюк А. В., Клепацкий А. Б., Маслов В. М., Суховицкий Е. Ш. Анализ сечений деления изотопов U и Pu нейтронами в области первого плато // ЯФ. 1985. Т. 42. С. 569.
153. Гринь Ю. Т., Струтинский В. М. Плотность уровней и термодинамические функции атомного ядра с учетом эффектов парной корреляции // ЯФ. 1965. Т. 1. С. 420–425.
154. 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.
155. Hansen G., Jensen A. S. Energy dependence of the rotational enhancement factor in the level density // Nucl. Phys. A. 1983. V. 406. P. 236–256.
156. 1982 INDC/NEANDC Nuclear Standards File, Technical Report № 227 (IAEA, Vienna, 1983).
157. Корнилов Н. В., Журавлев Б. В., Сальников О. А., Трыкова В. М. Механизм неупругого рассеяния и параметр плотности ядерных уровней ^{238}U . Нейтронная физика. Матер.V Всесоюз. конф. Киев. 1980. М.: ЦНИИАтоминформ, 1980. Т. 2. С. 44–49.
158. Барыба В. Я., Журавлев Б. В., Корнилов Н. В., Сальников О. А. Спектр вторичных нейтронов, возникающих при бомбардировке ядер U-238 нейтронами с энергией ~ 14.3 МэВ. Препринт ФЭИ-671. Обнинск, 1976.
159. Корнилов Н. В., Виноградов В. Н., Гай Е. В. и др. Оценка сечения реакции $^{238}\text{U}(n,2n)$ от порога до 19 МэВ // ВАНиТ. Серия: Ядерные константы. М.: ЦНИИАтоминформ, 1982. Вып. 1 (45). С. 33–41.
160. Back B. V., Hansen O., Britt H. C., Garrett J. D. Fission of doubly even actinide nuclei induced by direct reactions // Phys. Rev. C. 1974. V. 9. P. 1924–1947.
161. Behrens J. W., Carlson G. W. Measurements of the neutron-induced fission cross sections of ^{233}U , ^{236}U and ^{238}U relative to ^{235}U from 0.1 to 30 MeV // Nucl. Sci. Eng. 1977. V. 63. P. 250.
162. Carlson G. W., Behrens J. W. Measurements of fission cross sections of Uranium-233 and Plutonium-239 relative to Uranium-235 from 1 keV to

- 30 MeV // Nucl. Sci. Eng. 1977. V. 66. P. 205–216.
163. Фурсов Б. И., Баранов Е. Ю., Клемышев М. П. и др. Измерение сечения деления ^{232}U в диапазоне энергии нейтронов 0.06–7.40 МэВ // АЭ. 1986. Т. 61. С. 383–385.
164. Cramer J. D., Britt H. C. Neutron fission cross sections for ^{231}Th , ^{233}Th , ^{235}U , ^{237}U , ^{238}U , ^{241}Pu , and ^{243}Pu from 0.5 to 2.25 MeV using (t, pf) reactions // Nucl. Sci. Eng. 1970. V. 41. P. 177–187.
165. Caldwell J. T., Dowdy E. J., Berman B. et al. Giant resonance for the actinide nuclei: Photoneutron and photofission cross sections for ^{235}U , ^{236}U , ^{238}U and ^{232}Th // Phys. Rev C. 1980. V. 21. P. 1215–1231.
166. Diskey P. A., Axel P. ^{238}U and ^{232}Th photofission and photoneutron emission near threshold // Phys. Rev. Lett. 1975. V. 35. P. 501–504.
167. Arthur E. D., Young P. G., Madland D. G., Mc Foclane R. E. Evaluation and testing of $n + ^{239}\text{Pu}$ nuclear data for revision 2 of ENDF/B-V // Nucl. Sci. Eng. 1984. V. 88. P. 56–70.
168. Бор О., Моттelson Б. Структура атомного ядра. М.: Мир, 1971. Т. 1. 456 с.
169. Кудяев Г. А., Остапенко Ю. Б., Свирин М. И., Смиренин 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.
170. Frehaut J. Progress in transactinium isotope neutron data measurements. Proc. Third Advisory Group Meeting on Transactinium Isotope Nuclear Data, Upsala, 1984, IAEA-TECDOC-336, 1985, p. 105.
171. Goverdovsky A. A., Kudjaev G. A., Ostapenko Ju. B., et al. ^{235}U fission in (n, f) and $(n, n'f)$ reactions. Proc. XVIII Int. Simp, on Phys. and Chem. Fission. Gaussig, 1988, p. 321.
172. McNally J. H., Barnes J. W., Dropesky B. J. et al. Neutron-induced fission cross section of ^{237}U // Phys. Rev C. 1974. V. 9. P. 717–722.
173. EXFOR-II/ACCESS-97, IAEA, V-0.6B-Test March-2000 (CD-ROM, IAEA, Vienna, 1999–2000).

174. Chadwick M. B., Oblozinsky P., Herman M., et al. Nuclear Data Sheets 107, 2931 (2006); <http://www.nndc.bnl.gov>
175. Hayes S. H., Stoler P., Clement J. M., Golding C. A. The total neutron cross sections of Uranium-238 from 0.8 to 30 MeV // Nucl. Sci. Eng. 1973. V. 50. P. 243–247.
176. Young P. G., INDC(NDS)-335, IAEA, Vienna, 1994, p. 109.
177. Maslov V. M., Porodzinskij Yu. V., Hasegawa A., Shibata K. Neutron Data Evaluation of ^{238}U . JAERI-Research 98-040, 1998, p. 1–64.
178. Бор О., Моттelson Б. Структура атомного ядра. М.: Мир, 1977. Т. 2. 664 с.
179. Игнатюк А. В., Истеков К. К., Смиренкин Г. Н. Коллективные эффекты в плотности уровней и вероятность деления ядер // ЯФ. 1979. Т. 30. С. 1205–1218.
180. Update to Nuclear Data Standards for Nuclear Measurements, Ed. By H. Wienke, INDC(NDS)-368, IAEA, Vienna, 1997.
181. Raynal J. Optical Model and Coupled-Channel Calculations in Nuclear Physics, IAEA Report SMR-9/8, 1970.
182. Gavron A., Gayer A., Boissevain J., et al. Neutron emission in the fissioning ^{158}Er composite system // Phys. Rev. C. 1987. V. 35. P. 579–590.
183. Козулин Э. М., Русанов А. Я., Смиренкин Г. Н. Систематика среднего выхода нейтронов при делении ядер тяжелыми ионами // ЯФ. 1993. Т. 56. С. 37–54.
184. Reisdorf W. Analysis of fissionability data at high excitation energies // Z. Phys. A. 1981. V. 300. P. 227–238.
185. Töke J., Swiatecki W. J. Surface-layer corrections to the level density formula for a diffuse fermi gas // Nucl. Phys. A. 1981. V. 372. P. 141–150.
186. Treiner J. Semi classical approach to nuclear level densities. IAEA Advisory Group Meeting on Basic and Applied Problems of Nuclear Level Densities, Upton, 1983, Rep. BNL-NCS-51694. P. 383–391.
187. Myers W. D., Swiatecki W. J. Droplet model // Ann. Phys. 1974. V. 84. P. 186–210.
188. Игнатюк А. В., Иткис М. Г., Околович В. Н., Смиренкин Г. Н.,

- Тишин А. С. Деление доактинидных ядер. Функции возбуждения реакции (a, f) // ЯФ. 1975. Т. 21. С. 1185–1205.
189. Dilg W., Schantl W., Vonach H., Uhl M. Level density parameters for the back-shifted fermi gas model in the mass range $40 < A < 250$ // Nucl. Phys. A. 1973. V. 217. P. 269–298.
190. Baba H. A shell-model nuclear level density // Nucl. Phys. A. 1970. V. 159. P. 625–641.
191. Растопчин Е. М., Остапенко Ю. Б., Свирин М. И., Смиренкин Г. Н. Влияние поверхности ядра на плотность уровней и вероятность деления // ЯФ. 1989. Т. 49. С. 24–32.
192. Schmidt K.-H., Delagrange H., Dufour J. P., Carjan N., Fleury A. Influence of shell structure and pairing correlations on the nuclear state density // Z. Phys. A. 1982. V. 308. P. 215–225.
193. Блохин А. И., Игнатюк А. В., Шубин Ю. Н. Вибрационное увеличение плотности уровней ядер области железа // ЯФ. 1988. Т. 48. С. 371–377.
194. Пик-Пичак Г. А. Физика деления атомных ядер. М.: Госатомиздат, 1962. С. 166-174.
195. Куватов К. Г., Околович В. Н., Смирин Л. А., Смиренкин Г. Н., Бочин В. П., Романов В. С. Угловая анизотропия и сечение деления ядер в области $Z=73-83$ a -частицами с энергией 38 МэВ // ЯФ. 1971. Т. 14. С. 79–87.
196. Иткис М. Г., Куватов К. Г., Околович В. Н., Руськина Г. Я., Смиренкин Г. Н., Тишин А. С. Деление ^{210}Po в реакции $^{206}\text{Pb}(a, f)$ // ЯФ. 1972. Т. 16. С. 258–270.
197. Vandenbosch R., Mosel U. Single-particle effects on fission probabilities for the lighter elements // Phys. Rev. Lett. 1972. V. 28. P. 1726–1729.
198. Moretto L. G., Thompson S. G., Routti J., Gatti R. C. Influence of shells and pairing on the fission probabilities of nuclei below radium. Phys. Lett. B. 1972. V. 38. P. 471–474.
199. Ильинов А. С., Черепанов Е. А., Чигринов С. Е. Вероятность деления

- ядер частицами средней энергии // ЯФ. 1980. Т. 32. С. 322–334.
200. Vigdor S. E., Karwowski H. J., Jacobs W. W., Kailas S., Singh P. P., Soga F., Throwe T. G. Decay of hot, high-spin nuclei produced in ${}^6\text{Li}$ -induced fusion reactions // Phys. Rev. C. 1982. V. 26. P. 1035–1067.
201. Игнатюк А. В., Смиренкин Г. Н., Тишин А. С. Феноменологическое описание энергетической зависимости параметра плотности уровней // ЯФ. 1975. Т. 21. С. 485–490.
202. Пашкевич В.В. Препринт ОИЯИ Р-4383. Дубна, 1969.
203. Lederer C. M., Shirley V. S. Tables of Isotops. N. Y.: J. Wiley and Sons, Inc., 1978.
204. Свирин М. И., Смиренкин Г. Н. Исследование плотности уровней ядер в районе $Z=50$ // ЯФ. 1988. Т. 48. С. 682–693.
205. Svirin M. I., Smirenkin G. H. Nuclear level density at $A=110-125$ // Proc. Int. Conf. in Nuclear Data for Science and Technology. Mito JAERI, 1988. P. 763–766.
206. Проняев В. Г., Котельникова Г. В., Ловчикова Г. Н., Сальников О.А. Определение абсолютной плотности уровней ядер из анализа спектров (p,n) -реакции // ЯФ. 1979. Т. 30. С. 604–609.
207. Ловчикова Г. Н., Сальников О. А., Симаков С. П., Труфанов А. М., Котельникова Г. В., Пильц В., Штрайль Т. Исследование механизма реакций ${}^{94}\text{Zr}(p,n){}^{94}\text{Nb}$, ${}^{119}\text{Sn}(p,n){}^{119}\text{Sb}$, ${}^{122}\text{Sn}(p,n){}^{122}\text{Sb}$ в области энергий протонов 6–9 МэВ // ЯФ. 1980. Т. 31. С. 3–12.
208. Котельникова Г. В., Ловчикова Г. Н., Сальников О. А., Симаков С. П., Труфанов А. М., Фетисов Н. И. Механизм реакции ${}^{181}\text{Ta}(p,n){}^{181}\text{W}$ при энергии протонов ниже 10 МэВ // ЯФ. 1980. Т. 31. С. 1127–1132.
209. Котельникова Г. В., Ловчикова Г. Н., Сальников О. А., Симаков С.П., Труфанов А. М., Фетисов Н. И. Нейтронные спектры из реакции ${}^{57}\text{Fe}(p,n){}^{57}\text{Co}$: Препринт ФЭИ-1121. Обнинск, 1980. 19 с.
210. Труфанов А. М., Ловчикова Г. Н., Сальников О. А. Исследования реакций (p,n) на изотопах олова // Изв. АН СССР, Сер. физ. 1984.

- Т. 48. С. 1982–1985.
211. Ловчикова Г. Н., Котельникова Г. В., Проняев В. Г., Сальников О. А., Симаков С. П., Труфанов А. М., Фетисов Н. И. Особенности нейтронных спектров ^{115}Sn // ЯФ. 1978. Т. 28. С. 1144–1147.
212. Ловчикова Г. Н., Котельникова Г. В., Проняев В. Г., Сальников О. А., Симаков С. П., Труфанов А. М., Фетисов Н. И. Исследования реакции (p, n) на изотопах серебра: Препринт ФЭИ-999. Обнинск, 1980. 30с.
213. Wood R. M., Borchers R. R., Barsehall H. H. Neutrons from protons on isotopes of TIN // Nucl. Phys. 1965. V. 71. P. 529–545.
214. Блохин А. И., Игнатюк А. В., Пащенко А. Б., Соколов Ю. В., Шубин Ю. Н. Анализ функций возбуждения пороговых реакций в обобщенной сверхтекучей модели // Изв. АН СССР, Сер. физ. 1985. Т. 49. С. 962–971.
215. Gradzevich O. T., Ignatyuk A. V., Plyaskin V. I., Zelenetsky A. V. Consistent systematics of level density for medium and heavy nuclei. Proc. Int. Conf. in Nuclear Data for Science and Technology. Mito JAERI, 1988. P. 767–770.
216. Свирин М. И., Прохоров С. С. Спектры нейтронов из реакций (p, n) на ядрах ^{56}Fe , ^{181}Ta , ^{197}Au при энергии протонов 22.4 МэВ // ВАНиТ. Сер: Ядерные константы. 1982. Вып. 4. С. 53–58.
217. Ловчикова Г. Н., Лунев В. П., Сальников О. А., Симаков С. П., Титаренко Н. Н. Механизм неупругого рассеяния быстрых нейтронов на Mo // ЯФ. 1983. Т. 37. С. 533–541.
218. Кравцов В. А. Массы атомов и энергии связи ядер. М.: Атомиздат, 1974. 344 с.
219. Игнатюк А. В., Соколов Ю. В., Шубин Ю. Н. Плотность уровней легких четно-четных ядер в широком интервале энергий возбуждения // ЯФ. 1973. Т. 18. С. 989–998.
220. Игнатюк А. В., Соколов Ю. В. Распределение возбужденных квазичастиц и средние статистические характеристики ядер // ЯФ. 1974. Т. 19. С. 1229–1238.
221. Блохин А. И., Соколов Ю. В. Коэффициенты вибрационного увеличения плотности уровней околomagических ядер // ЯФ. 1981. Т. 34. С. 33–44.

222. Smith B. C., Choudhury F. N., Das Gupta S. Nuclear level density with schematic forces // *Phys. Rev. C*. 1978. V. 17. P. 318–325.
223. Goodman A. L. Temperature-induced deformation in ^{144}Sm // *Phys. Rev. C*. 1986. V. 33. C. 2212–2214.
224. Goodman A. L. Finite-temperature Hartree-Fock-Bogoliubov calculations in rare earth nuclei // *Phys. Rev. C*. 1986. V. 34. P. 1942–1949.
225. Струтинский В. М. Препринт ИАЭ-1108. Москва, 1966; “Shells” in deformed nuclei // *Nucl. Phys. A*. 1968. V. 122. P. 1–33.
226. Wilkins B. D., Steinberg E. P., Chasman R. R. Scission-point model of nuclear fission based on deformed-shell effects // *Phys. Rev. C*. 1976. V. 14. P. 1832–1863.
227. Vigdor S. E., Karwowski H. J. Influence of deformed-nucleus level densities on statistical model calculations for high-spin fission // *Phys. Rev. C*. 1982. V. 26. P. 1068–1088.
228. Schmidt K.-H., Keller J. G., Vermeulen D. Temperature-induced deformation—A possible mechanism for washing out spherical shell effects in the nuclear level density // *Z. Phys. A*. 1984. V. 315. P. 159–162.
229. Bowman H. R., Thomson S. G., Milton J. C. D., Swiatecki W. J. Velocity and angular distributions of prompt neutrons from spontaneous fission of ^{252}Cf // *Phys. Rev.* 1962. V. 126. P. 2120–2136.
230. Lang D. W. Statistical model study of prompt neutrons from spontaneous fission of ^{252}Cf // *Nucl. Phys.* 1964. V. 53. P. 113–127.
231. Серегина Е. А., Дьяченко П. П., Серегин А. А. Спектры нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf в с.ц.м. // *ЯФ*. 1986. Т. 43. С. 1092–1100.
232. Samant M. S., Anand R. P., Choudhury R. K., Kapoor S. S., Kumar K., Nadkarni D. M., and Saxena A. Determination of nuclear level densities of neutron rich fragment nuclei from measurement of prompt neutron emission spectra. Proc. IAEA Consultants' Meeting. IAEA Vienna, INDC(NDS)-251,1991. P. 81–93.
233. Budtz-Jorgensen C., Knitter H.-H. Proc. Int. Conf. on Nuclear Data for Basic and

- Applied Science. Santa Fe, USA, 1985; Radial Eff. 1986. V. 93. P. 5.
234. Свирин М. И., Смиренин Г. Н., Хамбш Ф.-Ю. Спектры нейтронов деления и плотность ядерных уровней (тестирование обобщенной сверхтекучей модели) // ЯФ. 1996. Т. 59. С. 965–975.
235. Зоммер В. П., Савельев А. Е., Жихарева С. В. Мгновенное нейтронное и γ -излучение деления и параметры плотности уровней ядер осколков спонтанного деления ^{252}Cf // АЭ. 1967. Т. 23. С. 327–333.
236. Murthy K. H. N., Gupta S. K., Chatterjee A. Transmission coefficients for light projectiles // Z. Phys. A. 1982. V. 305. P. 73–79.
237. Axel P. Electric dipole ground-state transition width strength function and 7-MeV photon interactions. Phys. Rev. 1962. V. 126. P. 671–683.
238. Hambsch F.-J., Knitter H.-H., Budtz-Jorgensen C. New results and interpretations of cold fission data from ^{252}Cf // Proc. IAEA Consultants' Meeting. IAEA, Vienna, INDC(NDS)-251, 1991. P. 233–240.
239. Möller P., Nix J. R. Nuclear mass formula with a Yukawa-plus-exponential macroscopic model and a Folded-Yukawa single-particle potential // Nucl. Phys. A. 1981. V.361. C.117–146; // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1981. V. 26. P. 165.
240. Hotchkis M. A. C., Durell J. L., Fitzgerald J. B., Mowbray A. S., Phillips W.R. Rotational bands in the mass 100 region // Nucl. Phys. A. 1991. V.530. P. 111–134.
241. Кудяев Г. А., Остапенко Ю. Б., Свирин М. И., Смиренин Г. Н. Об одной возможности определения асимптотического параметра плотности уровней // ЯФ. 1988. Т. 47. С. 341–347.
242. Игнатюк А. В., Истеков К. К., Околович В. Н., Смиренин Г. Н. Плотность уровней и вероятность деления сферических и деформированных ядер. Physics and Chemistry of Fission, 1979. Vienna: IAEA, 1980. V. 1. P. 421–444.
243. Burnett D. S., Gatti R. C., Plasil F., Price P. B., Swiatecki W. J., Thompson S. G. Fission barrier of Thallium-201 // Phys. Rev. 1964. V. 134. P. B952–B963.

244. Соколов В. Н., Силин И. Н. Препринт ОИЯИ Д-810. Дубна, 1961.
245. Игнатюк А. В., Иткис М. Г., Околович В. Н., Руськина Г. Я., Смиренкин Г. Н., Тишин А. С. Деление доактинидных ядер. Угловая анизотропия реакции (a, f) // ЯФ. 1977. Т. 25. С. 25–35.
246. Струтинский В. М. Устойчивость равновесных состояний ядра в капельной модели // ЖЭТФ. 1963. Т. 45. С. 1900–1907.
247. Грузинцев Е. Н., Иткис М. Г., Околович В. Н., Смиренкин Г. Н. Свойства симметричного деления ядер $W - W_i$ ионами ^3He // ЯФ. 1984. Т. 39. С. 1336–1348.
248. Иткис М. Г., Мульгин С. И., Русанов А. Я., Околович В. Н., Смиренкин Г. Н. О формировании массовых распределений осколков деления ядер легче тория // ЯФ. 1986. Т. 43. С. 1125–1136.
249. Грузинцев Е. Н., Иткис М. Г., Мульгин С. И., Околович В. Н., Русанов А. Я., Смиренкин Г. Н. Деление ядер ртути в реакциях с протонами, ионами ^3He и α -частицами // ЯФ. 1987. Т. 45. С. 1547–1555.
250. Иткис М. Г., Кондратьев Н. А., Котлов Ю. В., Мульгин С. И., Околович В. Н., Русанов А. Я., Смиренкин Г. Н. Низкоэнергетическое деление ядер золота протонами и α -частицами // ЯФ. 1988. Т. 47. С. 7–15.
251. Tsukada K., Tanaka S., Maruyama M., Tomita Y. Energy dependence of the nuclear level density below the neutron binding energy // Nucl. Phys. 1966. V. 78. P. 369-384.
252. Игнатюк А. В., Истеков К. К., Смиренкин Г. Н. Анализ угловой анизотропии низкоэнергетического деления доактинидных ядер // ЯФ. 1982. Т. 36. С. 54–62.
253. Растопчин Е. М., Свирин М. И., Смиренкин Г. Н. О вкладе ротационных мод в плотность уровней ядер $A \leq 150$ // ЯФ. 1992. Т. 55. С. 310–317.
254. Alder K., Bohr A., Huus T., Mottelson B., Winther A. Study of nuclear structure by electromagnetic excitation with accelerated ions // Rev. Mod. Phys. 1956. V. 28. P. 432–542; Деформация атомных ядер. М.: Иностран. лит., 1958. 382 с.

255. Бруннер В., Пауль Г. К теории деления ядер // Физика деления ядер М.: Госатомиздат. 1963. С. 268–313.
256. Гангрский Ю. П., Далхсурэн Б., Марков Б. Н. Осколки деления ядер. М.: Энергоатомиздат. 1986. 176 с.
257. Говердовский А. А., Митрофанов В. Ф. Симметричное и асимметричное деление ^{236}U , ^{238}U , ^{237}Np и ^{243}Am нейтронами с энергией 16.5 МэВ // ЯФ. 1993. Т. 56. С. 43–50.
258. Bertin A., Bois R., Frehaut J., Nicolas P. Mesure du spectre en energie des neutrons de fission pour la fission de ^{235}U et de ^{238}U induite par des neutrons de 0.6 MeV et de 7 MeV // Нейтронная физика. Матер. 3-й Всесоюз. конф., Киев, 1975. М.: ЦНИИАтоминформ, 1976. Ч. 5. С. 349–362.
259. Kalbach C., Vann F. M. Phenomenology of continuum angular distributions. I. Systematics and parametrization // Phys. Rev. 1981. V. 23. P. 112–123.
260. Сиротинин Е. И. Расчет спектров нейтронов деления, испускаемых под углом 0, 45 и 90° к направлению разлета осколков // АЭ. 1962. Т. 13. С. 530–533.
261. Frehaut J., Mosinski G., Soleilhac M., EXFOR-II/ACCESS-97, IAEA, V-0.6B-TEST MARCH-2000.
262. Флеров Н. Н., Талызин В. М. Среднее число нейтронов при делении ^{235}U и ^{238}U под действием нейтронов с энергией 14 МэВ // АЭ. 1958. Т. 5. С. 653–654.
263. Asplund-Nilsson I., Conde H., Starfelt N. \bar{n} of ^{238}U from 1.5 to 15 MeV // Nucl. Sci. and Engin. 1964. V. 20. P. 527–535.
264. Conde H., Starfelt N. Measurement of \bar{n} in fast neutron fission of ^{232}Th and ^{238}U // Nucl. Sci. and Engin. 1961. V. 11. P. 397–404.
265. Поляков А. В., Ловчикова Г. Н., Журавлев Б. В. и др. Спектр и выход мгновенных нейтронов деления ^{232}Th // АЭ. 1991. Т. 70. С. 67–70.
266. Baba M., Wakabayashi H., Ishikawa M. et al., Physics of Neutron Emission in Fission (Proc. Consul. Meeting, Mito, Japan, 1988), INDC(NDS)-220/L, Vienna:

- IAEA, 1989, p. 149.
267. Tamura T., et al., Ann. Report of FML, Tohoku Univ., Jul., 1981.
268. Nakashima N., Report JAERI-M, 89-143, Tokyo, 1989, p. 30.
269. Batcheler R., et al. Neutron interactions ^{238}U and ^{232}Th in the energy region 1.6 MeV to 7 MeV // Nucl. Phys. 1965. V. 65. P. 236-256.
270. Doring 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.
271. Старостов Б. И., Семенов А. Ф., Нефедов В. Н. Анализ и оценка экспериментальных данных по спектрам мгновенных нейтронов деления // ВАНит, сер.: Ядерные константы, М.: ЦНИИАтоминформ, 1980. Вып. 2. С. 3-44.
272. Yufeng W., et al. Experimental study of the prompt neutron spectrum of ^{238}U fission induced by thermal neutrons // Chin. J. Nucl. Phys. 1989. V. 11. P. 47.
273. Труфанов А. М., Ловчикова Г. Н., Смиренкин Г. Н., Поляков А. В., Виноградов В. А. Измерения и оценки спектров и средней энергии нейтронов реакции ^{235}U // ЯФ. 1994. Т. 57. С. 606-613.
274. BNL-NCS-31531 (ENDF-311), Benchmark Data Testing of ENDF/B-V (August 1982).
275. 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.
276. Smith A., Guenther P., Winkler G., McKnight R. Note on the prompt-fission-neutron spectra of Uranium-233 and -235 and Plutonium-239 and -240 relative to that of Californium-252 // Nucl. Sci. Eng. 1980. V. 76. P. 357-361.