

СТАТИСТИЧЕСКИЕ И ДИНАМИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ОПИСАНИЯ ДЕЛИМОСТИ ДООКТИНИДНЫХ И АКТИНИДНЫХ ЯДЕР

*М. И. Свириг**

Физико-энергетический институт, Обнинск, Россия

ВВЕДЕНИЕ	523
ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ	530
Статистический подход при описании делимости ядер	530
Делимость ядер в диффузионной модели	537
НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ОПИСАНИЯ ДЕЛИМОСТИ ДООКТИНИДНЫХ ЯДЕР	545
Затухание $K_{\text{рот}}(U, \alpha)$ и его роль	545
Модели плотности уровней и пороги деления дооктинидных ядер	546
Трудность описания делимости сферических ядер	548
Эмиссия нейтронов во II яму	550
Влияние динамики на делимость ядер	552
Результаты анализа и их обсуждение	554
ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР В ПЕРЕХОДНОЙ ОБЛАСТИ В РАЙОНЕ Ra (ПОРОГИ И СЕДЛОВЫЕ ФОРМЫ ПРИ СИММЕТРИЧНОМ И АСИММЕТРИЧНОМ ДЕЛЕНИИ)	559
Экспериментальная информация	559
Результаты анализа делимости ядер	561
Параметры переходных состояний ядер	564
ОПИСАНИЕ И АНАЛИЗ ШАНСОВОЙ СТРУКТУРЫ СЕЧЕНИЯ ЭМИССИОННОГО ДЕЛЕНИЯ НЕЙТРОНАМИ АКТИНИДНЫХ ЯДЕР НА ПРИМЕРЕ $^{233-238}\text{U}$ и ^{237}Np	566
Входной канал. Механизмы распада	566
Плотность ядерных уровней	567

*E-mail: svirin@ippe.obninsk.ru

Выбор объекта для шансового анализа	570
Полумикроскопические расчеты энергии деформации	571
Примеры приложений	574
Анализ сечений эмиссионного деления изотопов урана и нептуния в области $E_n < 20$ МэВ, $x < 3$	575
Экстраполяция в область глубокоэмиссионного ($E_n < 40$ МэВ, $x < 7$) деления	583
Включение затухания ротационной моды и динамических эффектов при описании сечения деления актинидных ядер на примере изотопа ^{238}U	585
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	595
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	597

СТАТИСТИЧЕСКИЕ И ДИНАМИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ОПИСАНИЯ ДЕЛИМОСТИ ДОАКТИНИДНЫХ И АКТИНИДНЫХ ЯДЕР

*М. И. Свириг**

Физико-энергетический институт, Обнинск, Россия

Рассмотрен широкий круг вопросов, связанных с описанием делимости доактинидных ядер: о зависимости затухания ротационного увеличения плотности уровней от энергии возбуждения и деформации ядер, эмиссии нейтронов во вторую яму потенциальной энергии деформации, динамических эффектах и др. Учет их устранил недостатки прежнего анализа и уточнил информацию о барьерах деления в области $160 \leq A \leq 215$, служащую тестом для феноменологических моделей масс и энергии ядер. Результаты статистического анализа экспериментальных данных о делимости и угловой анизотропии осколков для симметричного и асимметричного типов деления ядер в районе Ra подтверждают их различие в порогах и симметрии седловых форм, которые ожидаются согласно теоретическим предсказаниям. Описание сечений деления актинидных ядер нейтронами с энергией E_n до 20 МэВ было получено в рамках статистической теории. В описании используются результаты расчетов энергии деформации и плотности уровней возбужденных ядер, основанных на реалистических спектрах одночастичных состояний. При высоких энергиях нейтронов $E_n > 20$ МэВ рассматривается влияние динамических эффектов. Включение ядерного трения при расчете сечения деления изменяет его величину и шансовую структуру по сравнению со статистическим описанием.

A wide range of problems concerning the preactinide nucleus fissility is reviewed. Among them are the dependence of the rotational level density enhancement on the excitation energy and deformation of nuclei, the emission of neutrons into the second well of the deformation potential energy, dynamical effects, etc. The drawbacks of the previous analysis are corrected and the information concerning barriers in the $160 \leq A \leq 215$ range, which serves as a test for phenomenological nuclear mass and energy models, is made more precise. The statistical analysis results of the experimental data on fissionability and angular anisotropy of fragments for symmetrical and asymmetrical fission in the Ra nuclear range agree with the theoretically predicted different thresholds and symmetries of the saddle shapes for the two fission types. The description of fission cross sections of the actinide nuclei by neutrons with energies up to 20 MeV was obtained in the framework of the statistical theory. The description uses deformation energy and level density calculation results based on realistic single-particle spectra. At higher energies $E_n > 20$ MeV the influence of dynamical effects is considered. The inclusion of nuclear friction in calculating of fission cross section leads to change its value and chance structure as compared with the statistical description.

PACS: 27.70.+q; 27.80.+w; 25.85.Ge

*E-mail: svirin@ippe.obninsk.ru

ВВЕДЕНИЕ

Деление — один из наиболее сложных ядерных процессов. Потенциальный барьер деления удерживает атомное ядро от энергетически выгодного развала на части (осколки) и поэтому играет фундаментальную роль в природе. Потенциальной энергией деформации

$$V(\alpha) = \tilde{V}(\alpha) + \delta W(\alpha) \quad (1)$$

определяются важнейшие характеристики делящихся ядер и самого процесса деления: устойчивость к спонтанному делению и обусловленные ею границы Периодической системы элементов, вероятность вынужденного деления и формирование свойств продуктов, прежде всего их массово-энергетических распределений и др. В соотношении (1) $\tilde{V}(\alpha)$ — гладкая макроскопическая составляющая, отвечающая капельной модели, т. е. однородному распределению нуклонов, $\delta W(\alpha)$ — оболочечная поправка. Капельная модель — фундамент физики деления и вообще «энергетики» ядер. К сожалению, пока нет единого подхода к вычислению $\tilde{V}(\alpha)$, 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 [1, 2]. В них форма аксиально-симметричного ядра описывалась рядом из полиномов Лежандра с коэффициентами α_i ($i = 2, 3, \dots, n$) — независимыми деформациями, а энергия деформации $\tilde{V}(\alpha)$ представляла собой гиперповерхность в пространстве деформаций $\alpha_2, \dots, \alpha_n$, имеющую форму многомерного седла. Особенностью функции $\tilde{V}(\alpha)$ является наличие седловой точки $\alpha = \tilde{\alpha}_{sp}$ или точки безусловного экстремума, в которой она имеет по всем координатам α_i ($i > 2$) минимум, а по квадрупольной деформации α_2 , ответственной за общее удлинение ядра, максимум. Это означает, что на поверхности $\tilde{V}(\alpha)$ существует долина, дну которой принадлежит и седловая точка, являющаяся его наивысшей точкой, и соответствует $\alpha_{2m+1} = 0$, т. е. в МЖК энергетически выгодно симметричное деление.

Выбирая за начало отсчета энергии ее значение в основном состоянии МЖК $\tilde{\alpha}_g = 0$, определим высоту барьера в ней как

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

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; $\xi(y)$ — безразмерная функция [3], 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

$V(\alpha_g)$ [4], как в формуле масс ядер, поправкой

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

где M и $M_{\text{МЖК}}$ — экспериментальная и модельная массы ядер соответственно [5–7]. Это дает взамен (2)

$$E_f = \tilde{E}_f - \delta W_g + \delta W_f - \frac{\hbar\omega_g}{2}, \quad (4)$$

где δW_f — поправка по аналогии с (3) вводилась для седловой точки; $\hbar\omega_g/2$ — энергия нулевых колебаний, на которую основное состояние приподнято над дном ямы при $\alpha = \alpha_g$. При этом необходимо иметь в виду, что поправки в (4)

$$\delta W_g = V(\alpha_g) - \tilde{V}(0), \quad \delta W_f = V(\alpha_{\text{сп}}) - \tilde{V}(\tilde{\alpha}_{\text{сп}}) \quad (5)$$

не совпадают с оболочечными поправками соответственно $\delta W(\alpha_g)$ и $\delta W(\alpha_{\text{сп}})$ из (1).

Поправкой δW_f в (4), как правило, пренебрегали.

Соотношения (3) и (4), явившиеся исходным пунктом в интерпретации и анализе зависимости $E_f(Z, A)$ [4, 8, 9], стали, в свою очередь, основой для определения параметров феноменологического описания масс ядер [6, 7, 10, 11]. В связи с этим желательны дополнительные пояснения. Предположение $\delta W_f = 0$, ставшее традиционным для всего круга отмеченных работ данного направления, как выяснилось в дальнейшем, неудовлетворительно в области актиноидов, но вполне приемлемо для доактиноидов в районе Pb и легче. Согласно анализу массовых распределений осколков в [12] $|\delta W_f| \leq 1$ 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 $E_f(Z, A)$ из благоприятной области доактиноидных 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 доактиноидов, существенно превосходит метод оболочечной поправки. Расчеты $\delta W(\alpha)$ для достаточно простой параметризации формы и энергии ядра, основанные на реалистических спектрах одночастичных состояний, привели к установлению, что полная энергия деформации $V(\alpha)$ в области практически наиболее важных ядер Th–Sm имеет два горба — внутренний \hat{A} и внешний \hat{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 ее в тупик. Среди них явление спонтанно делящихся изомеров (изомерии формы), вибрационных резонансов и gross-структуры нейтронных резонансов в подбарьерных сечениях деления, аномальной $y \sim Z^2/A$ -зависимости наблюдаемых порогов делений и угловой анизотропии осколков [2, 13–17]. Не меньшую роль сыграли предсказания: острова стабильности в трансфермиевой области [18], трехгорбой формы барьера деления в районе тория [19] и др.

Согласование расчетных и экспериментальных барьеров, точнее, высот его горбов $E_{f\hat{A}}$ и $E_{f\hat{B}}$, привело к усложнению параметризации формы ядра в сравнении с основополагающими работами [2]. В частности, выяснилось, что ядру энергетически выгодно нарушить аксиальную симметрию на горбе \hat{A} [20, 21] и зеркальную симметрию на горбе \hat{B} [22, 23], и что в обоих случаях улучшается согласие с экспериментальными данными о барьерах [17–19, 21, 24, 25]. Для ядер в окрестности Th, как уже отмечалось, это привело к появлению третьей ямы на вершине горба \hat{B} . В свою очередь, существованием этой новой структурной особенности барьера деления открывался бы путь к преодолению так называемой ториевой аномалии [17, 19].

С уменьшением параметра y происходит смещение седловой деформации $\tilde{\alpha}_{sp}$ в модели жидкой капли до критической величины, где наступает разрыв делящегося ядра. Оно приводит к монотонному уменьшению разности высот горбов $E_{f\hat{A}} - E_{f\hat{B}}$, 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 одnogорбый [26, 27]. Это тем более верно в уже обсуждавшемся случае более легких доактинидов вследствие роста \tilde{E}_f с уменьшением y в (2).

Выше речь шла об изменениях потенциальной энергии, связанных с деформацией ядра в направлении деления (в основном α_2). Затронем вопрос о роли масс(зеркально)-асимметричной деформации (в основном α_3), важный в области легких актинидов и еще более легких ядер, у которых внешний горб становится преобладающим по высоте. У этих ядер в широком интервале деформаций α_2 от второго минимума до точки разрыва имеются три минимума $V(\alpha)$ в направлении деформации α_3 при $\alpha_3 \cong 0$ и $\alpha_3 \neq 0$ обоих знаков [22]. С соответствующими им долинами $V(\alpha)$, которые отличаются многими характеристиками, в частности, параметрами седловых точек α_{sp}^i , $V(\alpha_{sp}^i)$, E_{fi} , связаны две основные моды деления — симметричная и асимметричная ($i = s$ и a) [22, 25, 27, 28]. Разница высот барьеров симметричного и асимметричного деления $E_{fs} - E_{fa}$, как и разница высот горбов \hat{A} и \hat{B} , быстро меняется

с нуклонным составом: в районе Ra она положительна ($E_{fs} - E_{fa} > 0$), в районе Pb отрицательна ($E_{fs} - E_{fa} < 0$) [28]. Ожидается, что в первом случае масс-симметричная седловая точка аксиально-асимметрична [25]. Происхождение долиненной 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 [22, 28].

Таким образом, осцилляции $\delta W(\alpha)$ с деформацией α сильно усложняют форму барьера и механизм самого процесса деления [2, 17]. В силу этого с переходом от тяжелых ядер-актинидов, у которых слагаемые (1) сравнимы, к доактинидам, точнее, ядрам в районе Pb и легче, у которых в седловой точке $\tilde{V}(\alpha) \gg |\delta W(\alpha)|$, существенно упрощается сама картина деления, а с нею и анализ многих экспериментальных данных [9, 28].

Важнейшей характеристикой $V(\alpha)$, определяемой экспериментально из анализа зависимости наблюдаемых сечений $\sigma_f(E^*)$ от энергии возбуждения E^* , является высота барьера деления $E_f = \max V(\alpha) - \min V(\alpha)$. 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 $V(\alpha)$ 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 проникаемости барьера при $E^* < E_f$. К сожалению, $\sigma_f(E^*)$ 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 [7, 10, 11]. В этом случае E_f определяется как параметр статистического описания плавной надбарьерной зависимости $\sigma_f(E^*)$. 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 [9]. 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 про-

анализирована в [9]. Недостатки анализа фрагментарно обсуждались в [29–31]. На основе представленных в этих работах соображений и результатов в [32] проведена критическая переоценка [9] 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 каплейной моделью. Происхождение их, как отмечалось выше, 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 $Y(M)$ [33]. 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 [34, 35]

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

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_{fs} и E_{fa} . Из анализа распределений кинетической энергии осколков $E_{\text{кин}}$ при делении легких ядер вплоть до Pb [36] видно, что различны и средние энергии $\bar{E}_{\text{кин}}^s$ и $\bar{E}_{\text{кин}}^a$. 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 [33, 36, 37], в дальнейшем получили серьезную поддержку в теоретических расчетах [22, 38]. 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 отождествля-

ются). Более поздние и детальные расчеты, кроме того, показывают, что указанным долинам соответствуют разные по знаку параметры гексадекапольной деформации [39], а включение аксиально-асимметричных деформаций понижает зеркально-симметричную долину [25, 40].

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 [6, 7, 10, 11]. 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 [41] она оценивается в 1–2 МэВ. Структура барьера деления актинидов на основе феноменологического подхода и возможность построения соответствующего описания высот горбов потенциальной энергии деформации изучались в [17, 42, 43]. Причем в [43] дана единая систематика барьеров $E_f(Z, A)$ с сечением деления $\sigma_f(Z, A)$ 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

$$E^* \geq E_f^{A-x} + \sum_{i=1}^x B_n^{A+1-i} = E_x^* \quad (7)$$

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 нем информации о барьерах деления [44–46]. 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, γ) , неупругого рассеяния (n, n') , множественной эмиссии нейтронов (n, xn') , а также испускания заряженных частиц. В соотношении (7) верхними индексами обозначены массовые числа ядер, для ко-

торых определяются высота барьера деления и энергия связи нейтрона. Вся правая часть (7) для $x = 1$, т. е. $E_1^* = E_f^{A-1} + B_n^A$, 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 $\sigma_f(E^*)$ на величину $\sigma_{fx}(E^*)$, т. е.

$$\sigma_f(E^*) = \sum_{x=0}^{x_{\max}(E^*)} \sigma_{fx}(E^*). \quad (8)$$

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 [44, 47].

Шансовая структура сечения деления $\sigma_f(E^*)$ «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 [25, 48]. Реакции слияния заряженных частиц используются при более высоких энергиях, когда нет трудностей, связанных с влиянием кулоновского барьера [9, 49]. 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 $\sigma_f(E^*)$ на $\sigma_{fx}(E^*)$, нельзя корректно задать энергетическое распределение источника в цепной реакции деления.

Значение предварительной эмиссии нейтронов для физики деления еще больше. Только при энергиях $E^* < E_1^*$ ($E_n < E_f^{A-1} \cong 6$ МэВ у актинидов), до порога эмиссионного деления, наблюдаемые характеристики строго относятся к состоянию с параметрами E^* и A 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 отношений $\sigma_{fx}(E^*)/\sigma_f(E^*)$, служащих весами при таком усреднении, невозможен анализ энергетической зависимости характеристик процесса деления.

Примеры описания сечений $\sigma_f(E^*)$ выше порога эмиссионного деления и их шансового анализа представлены в [44–47, 49–56]. 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 $\sigma_f(E_n)$ в области энергий бомбардирующих (первичных) нейтронов $E_n \leq 20$ МэВ и чисел преддильтельных (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 $\sigma_{f0}(E_n)$ 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 сечений $\sigma_f(E_n)$ и $\sigma_{f0}(E_n)$ для одной реакции ($^{235}\text{U} + n$) [44, 46, 53], рассчитывать на удовлетворение этого очевидного условия шансового анализа сечений эмиссионного деления без специального исследования нельзя.

Между тем в связи с возросшими экспериментальными возможностями измерения сечения деления до 200 МэВ [57–61] растет интерес к расчету сечений глубокоэмиссионного деления [62]. 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 работе [45]. Объектом основных исследований были сечения деления изотопов урана для ядер-мишеней от ^{233}U и до ^{238}U [45] и ^{237}Np [63] в традиционном диапазоне $E_n \leq 20$ МэВ. На результатах [45, 62] базируется шансовый анализ эмиссионного деления $^{238}\text{U} + n$ до 55 МэВ [64], выполненный в рамках статистической теории и диффузионной модели деления.

1. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

1.1. Статистический подход при описании делимости ядер. Сечение деления $\sigma_f(E^*)$ в рамках модели составного ядра можно представить как

$$\sigma_f(E^*) = \pi \lambda^2(E_a) \sum_{J,l,j} g_J T_{lj}(E_a) P_f^{J\pi}(E^*) = \sum_J \sigma_c^J(E_a) P_f^{J\pi}(E^*), \quad (9)$$

$$P_f^{J\pi} = \left[\frac{T_f}{(T_f + T_n + T_\gamma)} \right]_{J\pi}, \quad (10)$$

$$T_n^{J\pi}(E^*) = \sum_{l',j'} \sum_{\nu'} T_{l'j'}(E^* - B_n - E_{\nu'}) + \\ + \sum_{J',l',j'} \int_0^{E^* - B_n - E_{\nu_{\max}}} T_{l'j'}(E) \rho_n(E^* - B_n - E, J') dE, \quad (11)$$

где λ_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 ; $T_{lj}(E_a)$ и $T_{l'j'}(E)$ — коэффициенты прилипания для налетающей частицы a с энергией E_a и вылетающего нейтрона с энергией E ; $P_f^{J\pi}(E^*)$ — делимость составного ядра с энергией возбуждения $E^* = E_a + B_a$ для заданных величин спина J и четности π ; σ_c^J — сечение образования составного ядра при фиксированном значении углового момента; T_f , T_n , T_γ — проникаемости для процессов деления, эмиссии нейтрона и радиационной разрядки соответственно; E_ν и $\rho_n(U, J)$ — дискретные уровни и плотность уровней сплошного спектра возбуждений остаточного ядра после эмиссии нейтрона. Энергия возбуждения остаточного ядра U в $\rho(U, J)$ (11) 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 $T_n^{J\pi}$ 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 проникаемость, опуская индексы J и π , можно представить так:

$$T_f(E^*) = \frac{T_{\widehat{A}}(E^*)T_{\widehat{B}}(E^*)}{T_{\widehat{A}}(E^*) + T_{\widehat{B}}(E^*)}, \quad (12)$$

$$T_i(E^*) = \int_0^{E^* - E_{fi}} \frac{\rho_{fi}(E^* - E_{fi} - U) dU}{1 + \exp(-2\pi U/\hbar\omega_i)}, \quad (13)$$

где E_{fi} и $\hbar\omega_i$ — высоты и параметры кривизны горбов ($i = \widehat{A}$ или \widehat{B}). В дискретной области отдельные переходные состояния (каналы деления) можно выделить в (13) по аналогии с (11). Отметим свойство, важное при выборе ядер, наиболее благоприятных для анализа сечения деления нейтронами актинидных ядер $\sigma_f(E_n)$ (разд. 4), которое заключается в том, что при

преобладании одной из проницаемостей $T_i(E^*)$ проницаемость всего барьера будет определяться меньшей, например, при $T_{\hat{A}} \gg T_{\hat{B}}$

$$T_f = T_{\hat{B}} \left(1 + T_{\hat{B}}/T_{\hat{A}}\right)^{-1} \approx T_{\hat{B}}.$$

В области доактинидных ядер $\tilde{V}(\alpha) \gg |\delta W(\alpha)|$ делительная проницаемость определяется однокоробой структурой потенциального барьера деления. В реакциях деления, вызванных разнородными частицами, удобно анализировать не сечение деления, а делимость (вероятность деления), которая согласно (9) определяется соотношениями

$$P_f(E^*) = \frac{\sigma_f(E^*)}{\sigma_c(E^*)} = \sum_J P_f^J \sigma_f^J(E^*) / \sigma_c(E^*), \quad (14)$$

где $\sigma_c = \sum_J \sigma_c^J$ — 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 коэффициентов прилипания и сечений образования составного ядра $\sigma_c(E_a)$ обычно привлекается оптическая модель. При анализе актинидных ядер в расчетах использовалось квазиклассическое приближение для распределения угловых моментов

$$\sigma_c^J \sim \begin{cases} 2J + 1 & \text{для } J \leq J_{\max}, \\ 0 & \text{для } J > J_{\max}. \end{cases} \quad (15)$$

Максимальный угловой момент определяется на основе оптических расчетов

$$J_{\max}^2 = 2 \sum_J (2J + 1) T_J J(J + 1) / \sum_J (2J + 1) T_J = 2 \langle J^2 \rangle_{\text{опт}}, \quad (16)$$

где T_J — коэффициенты прилипания.

Это позволяет перейти в (14) от суммирования по J к интегрированию [65].

В надбарьерной области число параметров значительно уменьшается, а проницаемости для процессов деления

$$T_f^J = \int_0^{E^* - E_f} \rho_f(E^* - E_f^i - U, J) dU \quad (17)$$

и эмиссии нейтрона

$$T_n^J = \frac{2A^{2/3}}{\kappa} \int_0^{E^* - B_n} (E^* - B_n - U) \rho_n(U, J) dU \quad (18)$$

различаются сильно ($T_f \ll T_n$), благодаря чему вероятность деления, или иначе делимость ядра, равна их отношению, усредненному по распределению угловых моментов составных ядер [9]:

$$P_f(E^*) \cong \langle T_f^J / T_n^J \rangle_J. \quad (19)$$

Для проницаемости T_f^J (17) и T_n^J (18) усреднение дает

$$P_f(E^*) \cong \bar{\gamma}(J_{\text{макс}}) P_f(E^*, 0) = \bar{\gamma}(J_{\text{макс}}) \frac{\kappa}{2A^{2/3}} \int_0^{E^* - E_f} \rho_f(U, 0) dU \times \\ \times \left[\int_0^{E^* - B_n} \rho_n(U, 0) (E^* - B_n - U) dU \right]^{-1}, \quad (20)$$

где $\kappa = \hbar^2 / 2\mu r_0^2 \cong 10$ МэВ, $\rho_f(U, 0)$ и $\rho_n(U, 0)$ — плотности уровней делящегося ядра A в седловой точке и остаточного ядра $A - 1$ после эмиссии нейтрона как функции энергии возбуждения U для углового момента $J = 0$,

$$\bar{\gamma}(J_{\text{макс}}) = J_{\text{макс}}^{-2} \int_0^{J_{\text{макс}}} (2J + 1) \gamma(J) dJ. \quad (21)$$

Здесь все зависящие от углового момента J факторы выделены в сомножитель

$$\gamma(J) = \frac{\sqrt{2\pi} K_0}{2J + 1} \exp \left[b \left(J + \frac{1}{2} \right)^2 \right] \operatorname{erf} \left(\frac{J + 1/2}{\sqrt{2} K_0} \right), \quad (22)$$

$$K_0^2 = \frac{\sigma_{\perp f}^2 \sigma_{\parallel f}^2}{\sigma_{\perp f}^2 - \sigma_{\parallel f}^2}, \quad b = \frac{1}{2} (\sigma_{\perp n}^{-2} - \sigma_{\perp f}^{-2}), \quad (23)$$

учитывающий J -зависимость плотности уровней:

$$\rho_i(U, J) = \rho_i(U, 0) \sum_{|K| \leq J} \exp \left[-\frac{(J + 1/2)^2}{2\sigma_{\perp i}^2} - \frac{K}{2} \left(\frac{1}{\sigma_{\parallel i}^2} - \frac{1}{\sigma_{\perp i}^2} \right) \right], \quad (24)$$

$$\sigma_{\perp i}^2 = \mathfrak{S}_{\perp i} \theta / \hbar^2, \quad \sigma_{\parallel i}^2 = \mathfrak{S}_{\parallel i} \theta / \hbar^2, \quad (25)$$

где K — проекция J на ось симметрии, а \mathfrak{S}_{\parallel} и \mathfrak{S}_{\perp} — моменты инерции ядра относительно этой оси и перпендикулярной ей, θ — температура ядра. В нейтронном канале ($i = n$) вследствие $\mathfrak{S}_{\parallel} \approx \mathfrak{S}_{\perp}$ слагаемым в (24), зависящим от K , можно пренебречь, но в делительном канале ($i = f$) оно играет значительную роль. Соотношение (20) соответствует области надбарьерных энергий, при которых можно пренебречь вкладом реакции деления с предварительной эмиссией нейтрона (первый «шанс»). Случаи как более высоких E^* , так и $E^* \leq E_f$ рассматриваются в [9].

В [9] и [32] для описания $\rho_i(U, J)$ использовалась систематика плотности уровней [66, 67] в рамках обобщенной сверхтекучей модели (ОСМ), в которой

$$\rho(U, J) = \rho_{\text{вн}}(U, J) K_{\text{кол}}(U). \quad (26)$$

Соотношение (26) соответствует, с одной стороны, адиабатическому приближению, позволяющему разделить вклады квазичастичных и коллективных мод в $\rho(U, J)$, и, с другой стороны, приближению достаточно малых угловых моментов, позволяющему всю J -зависимость включить в $\rho_{\text{вн}}(U, J)$ в виде множителя. Благодаря этому возникает фактор $\gamma(J)$ (22) [9]. Плотность внутренних (квазичастичных) возбуждений $\rho_{\text{вн}}(U, J)$ описывается по сверхтекучей модели с учетом оболочечных эффектов [66, 67] в параметре плотности уровней

$$a(Z, N, U) = \begin{cases} \tilde{a}(A) [1 + \delta W(Z, N) f(U - E_{\text{конд}}) / (U - E_{\text{конд}})] & \text{для } U \geq U_{\text{кр}}, \\ a(U_{\text{кр}}) & \text{для } U < U_{\text{кр}}. \end{cases} \quad (27)$$

В выражении (27) $\delta W(Z, N)$ — оболочечная поправка к энергии ядер для основных состояний, вычисляемая как разность (3) между экспериментальной массой и массой, рассчитанной по жидкокапельной формуле. Эмпирическая функция $f(U) = 1 - \exp(-\lambda U)$ учитывает «затухание» оболочечных эффектов с энергией и приводит, в частности, при больших U к асимптотическому (жидкокапельному) значению $a \rightarrow \tilde{a} = \bar{\alpha} A$, где A — массовое число ядра, а константы λ и $\bar{\alpha}$ находятся из подгонки к наблюдаемой плотности нейтронных резонансов. Соотношение (27) удобно тем, что позволяет в соответствии с общей идеологией метода оболочечной поправки [2] связать зависимость $a(U)$ непосредственно с рассматриваемыми ею компонентами потенциальной энергии деформации (1), а именно с жидкокапельной составляющей $\tilde{V}(\alpha)$ и оболочечной поправкой $\delta W(\alpha)$.

Важным параметром сверхтекучей модели является корреляционная функция Δ_0 (для $U = 0$), определяющая энергию конденсации $E_{\text{конд}}$, критическую

энергию $U_{кр}$ фазового перехода ядра из сверхтекучего состояния в нормальное (ферми-газовое) и четно-нечетный сдвиг плотности уровней [66, 67]. Параметр Δ_{0g} для основных состояний находится из четно-нечетных различий масс ядер [68]. Как следует из результатов анализа экспериментальных данных и теоретических расчетов, величина Δ_{0f} для сильнодеформированных состояний делящихся ядер в среднем превышает Δ_{0g} на 10–20 % [69] и коррелирует с величиной оболочечной поправки: Δ_{0f} тем больше, чем больше δW [70]. Оценка Δ_{0f} составляет одну из задач описания вероятности деления.

$K_{кол}(U)$ в (26) — коэффициент, учитывающий вклад в $\rho(U, J)$ коллективных мод, ротационных ($K_{рот}$) и вибрационных ($K_{виб}$), которые в адиабатическом приближении разделяют, полагая

$$K_{кол}(U) = K_{виб}(U) K_{рот}(U). \quad (28)$$

Оболочечное строение ядер оказывает большое влияние на плотность уровней не только непосредственно — через $\rho_{виб}(U, J)$, но и косвенно — через величину равновесной деформации и зависящий от нее коэффициент $K_{кол}(U)$.

Для оценки $K_{виб}$ в случае достаточно нагретых ядер можно использовать формулу, полученную в рамках модели жидкой капли [66, 67]:

$$K_{виб} = \exp \left[1,694 \left(\frac{\rho_0 A}{\hbar^2 \sigma_0} \right)^{2/3} r_0^2 \theta^{4/3} \right], \quad (29)$$

где ρ_0 — плотность ядра; σ_0 — коэффициент поверхностного натяжения в МЖК; r_0 — параметр в формуле для радиуса ядра $R = r_0 A^{1/3}$.

В описании вероятности деления большую роль играет сильно зависящая от формы ядра величина [68, 71]

$$K_{рот} = \begin{cases} 1 & \text{для сферических ядер,} & (30a) \\ \sigma_{\perp}^2 & \text{для аксиально- и зеркально-} & (30б) \\ & \text{симметричных ядер,} \\ 2\sigma_{\perp}^2 & \text{для зеркально-асимметричных,} & (30в) \\ & \text{но аксиально-симметричных ядер,} \\ \sqrt{\pi/2} \sigma_{\parallel} \sigma_{\perp}^2 & \text{для ядер, имеющих симметрию} & (30г) \\ & \text{относительно поворота на } 180^\circ \\ & \text{вокруг всех трех осей} \\ & \text{(} D_2 \text{-симметрию),} \\ \sqrt{8\pi} \sigma_{\parallel} \sigma_{\perp}^2 & \text{для ядер, не имеющих} & (30д) \\ & \text{симметрии вращения.} \end{cases}$$

С этой точки зрения особенно интересен островок сферических ядер в окрестности дваждымагического ^{208}Pb , статистические свойства которых

выделены на фоне деформированных вследствие большой разницы коэффициентов ротационного увеличения плотности уровней (30а) и (30б) [71]. При $\theta = 1$ МэВ σ_{\perp}^2 составляет $> 10^2$. Оценка (30б) сделана в предположении зеркально- и аксиально-симметричной формы деформированных ядер. Такой формой обладают известные стабильные ядра в основном состоянии в области редкоземельных элементов $150 \leq A \leq 190$ и актинидов $A \geq 230$. Эта симметричная форма у доактинидных ядер сохраняется и в переходных состояниях на вершине барьера. Для других форм (30в)–(30д), которые могут иметь на вершине барьера делящиеся ядра переходной области в районе Ra и актинидные ядра (см. ниже), увеличение плотности уровней за счет ротационных возбуждений становится еще больше.

«Скачок» $K_{\text{рот}}$ в (28) при переходе от одних ядер к другим оказывает значительное влияние на величину и энергетическую зависимость делимости $P_f(E^*)$ в области доактинидов, что следует из оценки

$$P_f(E^*) \propto \frac{K_{\text{рот}, f}(E^* - E_f) \rho_{\text{вн}}(E^* - E_f, 0)}{K_{\text{рот}, n}(E^* - B_n) \rho_{\text{вн}}(E^* - B_n, 0)}. \quad (31)$$

Значение учета (30) было продемонстрировано при анализе как плотности нейтронных резонансов (ПНР) в рамках самой систематики ОСМ [66], так и делимости ядер [9, 65, 72]. Тем не менее ряд важных вопросов в этих анализах остался открытым. Вопросы, на которые попытались ответить в работе [32], будут рассмотрены в разд. 2.

При описании вероятности симметричного и асимметричного типов деления можно воспользоваться выражением (14), где делимость $P_{fi}^J(E^*)$ определяется через характеристики конкурирующих каналов распада составного ядра

$$P_{fi}^J(E^*) = \frac{T_{fi}^J}{\sum_i T_{fi}^J + T_n^J + T_{\gamma}^J}. \quad (32)$$

В соотношении (32), в отличие от (10), суммированием по i учитывается конкуренция независимых способов деления — симметричного ($i = s$) и асимметричного ($i = a$).

В расчетах использовалось квазиклассическое приближение (15), позволяющее перейти в (14) от суммирования по J к интегрированию [65]. В районе Ra порог для нейтронного канала B_n заметно ниже делительных порогов E_{fi}^i , поэтому в знаменателе (32) преобладает нейтронная проницаемость (18). По этой причине $P_{fi}^J(E^*) \ll 1$. Делительные проницаемости T_{fi}^J рассчитывались в соответствии с выводами работ [26, 73], как для одногорбого барьера согласно соотношению (13).

При вычислении интегралов в (13) и (18) в [27] использовали феноменологическое описание плотности уровней [66, 67] согласно соотноше-

ниям (26)–(28). В районе Ra форма ядра в основном состоянии имеет грушевидную деформацию [39], и при описании их вероятности деления необходимо в нейтронном канале, как и в асимметричном делительном канале, использовать формулу (30в). В симметричном делительном канале ядра, по-видимому, утрачивают аксиальную симметрию формы [25, 35], и анализ может показать, какой из вариантов — (30б), (30г) или (30д) — соответствует наблюдаемой зависимости $P_{fs}(E^*)$.

Для коэффициента вибрационного увеличения $K_{\text{виб}}$ использовалась жидкокапельная оценка (29).

Спиновая зависимость плотности уровней задавалась в соответствии с моделью для аксиально-симметричного ядра [68] соотношением (24). Для рассматриваемых в [27] реакций с умеренным передаваемым угловым моментом $J_{\text{max}}^2/2K_0^2 \cong 1$ влияние J -зависимости плотности уровней на интегральную делимость незначительно и его можно оценить так же, как и для ядер легче Ra, с помощью усреднения по распределению угловых моментов согласно (19) с делительной проницаемостью (13) и нейтронной проницаемостью (18).

Расчеты проводились с описанием θ , \mathfrak{S}_{\perp} и \mathfrak{S}_{\parallel} в рамках сверхтекучей модели [66, 67] и значениями твердотельных моментов инерции $\mathfrak{S}_{\perp f}^0$ и $\mathfrak{S}_{\parallel f}^0$ для жидкокапельных седловых точек [74].

Примеры энергетической зависимости плотности уровней, рассчитанной согласно изложенному описанию, сравнение их с результатами микроскопических расчетов и наблюдаемой плотностью нейтронных резонансов даны в работах [75, 76]. В рамках поставленной задачи требует к себе внимания низкоэнергетический участок $U \leq U_0 \sim (1-2)\Delta_0$, в пределах которого спектроскопические данные о низколежащих уровнях обнаруживают отступления от статистического описания [75, 76]. Главной причиной этого, как следует из [67], является малость числа возбужденных квазичастиц, которое в указанном интервале энергий минимально: 0 для четно-четных ядер, 1 для нечетных, 2 для нечетно-нечетных. С этой точки зрения четно-четные делящиеся ядра для статистического описания представляют собой наименее благоприятный объект.

Для учета отмеченных эффектов в [27] подправили статистическое описание $\rho_{\text{стат}}(U, J)$ при $U \leq U_0$, предположив для рассматриваемых здесь нечетных и нечетно-нечетных ядер в разумном соответствии с экспериментальными данными [75] и результатами микроскопических расчетов [26, 73, 76]

$$\rho(U, J) = \begin{cases} \rho_{\text{стат}}(U_0, J) & \text{для } U \leq U_0, \\ \rho_{\text{стат}}(U, J) & \text{для } U > U_0, \end{cases} \quad U_0 = \vartheta\nu\Delta_0, \quad (33)$$

где $\nu = 1 + [(-1)^N + (-1)^Z]/2$, а ϑ — константа, выбираемая при анализе делимостей (см. разд. 3).

1.2. Делимость ядер в диффузионной модели. Привлекаемая в [32, 64] концепция, начало которой было положено работой [77], получила название

диффузионной модели или флуктуационно-диссипативной динамики. Обсуждаемый здесь вопрос есть небольшая часть приложений данной модели в физике деления [78, 79]. Рассматривается классический вариант диффузионной модели для изучения влияния ядерного трения на вероятность деления ядер. Возможен квантовый подход (см. [80]).

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 [81, 82] над результатами расчета по статистической модели. В диффузионной модели делительная переменная α (деформация) и сопряженный импульс $p = \mu u$ рассматриваются как классические переменные. Временная эволюция ядерной системы в двухмерном фазовом пространстве описывается функцией распределения (плотностью вероятности) $W(\alpha, u, t)$, которая удовлетворяет уравнению Фоккера–Планка (УФП) [83–85]

$$\frac{\partial W(\alpha, u, t)}{\partial t} = -u \frac{\partial W(\alpha, u, t)}{\partial x} - k(\alpha) \frac{\partial W(\alpha, u, t)}{\partial u} + \beta \frac{\partial [uW(\alpha, u, t)]}{\partial u} + \vartheta \frac{\partial^2 W(\alpha, u, t)}{\partial u^2}. \quad (34)$$

Здесь функция $k(\alpha) = -\mu^{-1} \partial V(\alpha) / \partial \alpha$ связана с потенциальной энергией деформации $V(\alpha)$; $\beta = \eta / \mu$ — приведенный коэффициент ядерного трения (коэффициент ядерного трения η , деленный на приведенную массу μ ядерной системы); $\vartheta = \beta \theta / \mu$ — коэффициент диффузии, $\theta = (E^* / a)^{1/2}$ — температура ядра (термостата). Приведенная масса $\mu = M_1 M_2 / (M_1 + M_2)$ (M_1, M_2 — массы дополнительных осколков) при $M_1 = M_2 = M/2$ равна $\mu = M/4$. Строго говоря, отождествлять μ с приведенной массой можно для сформировавшихся осколков до их разделения. Вопрос же о месте формирования массовых распределений, например, при делении ядер легче тория в [28] вполне однозначно решается в пользу седловой точки.

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 $\alpha = \alpha_0$, намного превосходит энергию теплового движения, т. е. выполняется условие $E_f \gg \theta$. 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 [77] моделировал ядерным трением ($\beta \neq 0$). В этом случае равновесное распределение имеет место не при всех значениях α . Только в непосредственной близости от первого минимума потенциальной энергии $V(\alpha)$, $\alpha = \alpha_1$, в силу условия $E_f \gg \theta$, с высокой степенью точности осуществляется равновесное распределение Максвелла–Больцмана

$$W^{\text{MB}}(\alpha, u) = C \exp \left[-\frac{\mu u^2/2 + V(\alpha)}{\theta} \right]. \quad (35)$$

Легко проверить, что функция (35) удовлетворяет УФП (34). При условии $\alpha > \alpha_0$ предполагается, что плотность состояний намного меньше, чем того требует равновесное распределение (35). Происходит медленная диффузия через барьер, стремящаяся восстановить равновесные условия при всех значениях α . Предположение о том, что квазистационарные условия $\partial W(\alpha, u, t)/\partial t = 0$ преобладают всюду и аппроксимация энергии деформации $V(\alpha)$ в окрестности седловой точки $\alpha = \alpha_0$ и первого минимума $\alpha = \alpha_1$ квадратичной формой

$$V_i(\alpha) = \begin{cases} E_f - \mu\omega_0^2(\alpha - \alpha_0)^2/2 & \text{вблизи } \alpha = \alpha_0, \\ \mu\omega_1^2(\alpha - \alpha_1)^2/2 & \text{вблизи } \alpha = \alpha_1, \end{cases} \quad (36)$$

где ω_0, ω_1 — частоты осциллятора, соответствующие кривизне $V(\alpha)$ в седловой точке $\alpha = \alpha_0$ и в первой яме $\alpha = \alpha_1$, приводит к решению УФП в виде

$$W_i(\alpha, u) = \begin{cases} W_0^{\text{MB}}(\alpha, u) \left[\frac{(a - \beta)}{2\pi\theta} \right]^{1/2} \int_{-\infty}^{\xi} \exp \left[-\frac{(a - \beta)z^2}{2\theta} \right] dz & \text{вблизи } \alpha = \alpha_0, \\ W_1^{\text{MB}}(\alpha, u) & \text{вблизи } \alpha = \alpha_1. \end{cases} \quad (37)$$

Здесь $W_i^{\text{MB}}(\alpha, u) = C \exp \left[-\frac{\mu u^2/2 + V_i(\alpha)}{\theta} \right]$, $a = \left(\frac{\beta^2}{4} + \omega_0^2 \right)^{1/2} + \frac{\beta}{2}$, $\xi = u - a(\alpha - \alpha_0)$.

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

$$\Gamma_f^K = \frac{\hbar J_0}{N_1} = \left(\frac{\hbar\omega_1}{2\pi} \right) \exp \left(-\frac{E_f}{\theta} \right) \left\{ \left[\left(\frac{\beta}{2\omega_0} \right)^2 + 1 \right]^{1/2} - \left(\frac{\beta}{2\omega_0} \right) \right\}, \quad (38)$$

где $J_0 = \int_{-\infty}^{+\infty} W_0(\alpha = \alpha_0, u) u du = C(\theta/\mu)[(a - \beta)/a]^{1/2} \exp(-E_f/\theta)$ — ток диффузии через седловую точку $\alpha = \alpha_0$; $N_1 = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} W_1(\alpha, u) d\alpha du = C(2\pi\theta/\mu\omega_1)$ — число ядер (состояний) в первой яме потенциальной энергии деформации. При исчезновении динамического трения, т. е. при условии $\beta \rightarrow 0$,

$$\Gamma_f^K(\beta \rightarrow 0) = \left(\frac{\hbar\omega_1}{2\pi}\right) \exp\left(-\frac{E_f}{\theta}\right). \quad (39)$$

Выражение (39) иногда называют аппроксимацией метода переходного состояния.

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

$$\Gamma_f^{\text{BW}} = \hbar \frac{J_0(E^* - E_f)}{N_1(E^*)} = \hbar \frac{(dE^*/2\pi\hbar) \int_0^{E^* - E_f} \rho(E^* - E_f - k) dk}{\rho(E^*) dE^*}, \quad (40)$$

при плотности уровней, соответствующей модели постоянной температуры $\rho(U) = C \exp(U/\theta)$, для $E^* - E_f \geq 3$ МэВ с хорошей точностью можно аппроксимировать выражением

$$\Gamma_f^{\text{BW}} = \left(\frac{\theta}{2\pi}\right) \exp\left(-\frac{E_f}{\theta}\right). \quad (41)$$

Как показал Струтинский [86], разные множители $\theta/2\pi$ и $\hbar\omega_1/2\pi$ перед экспонентой $\exp(-E_f/\theta)$ соответственно в (39) и (41) обусловлены тем, что в определении числа начальных состояний $N_1(E^*)$ в (40) не учитываются состояния коллективного движения. Между тем 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

$$N_1(E^*) = \left(\frac{dE^*}{2\pi\hbar}\right) \int d\alpha \int dp \rho(E^* - E_{\text{col}}(\alpha, p)). \quad (42)$$

Правильная формула (42), если считать, как обычно, $E^* \gg E_{\text{col}}$, дает

$$N_1(E^*) = \left(\frac{\theta}{\hbar\omega_1}\right) \rho(E^*) dE^*. \quad (43)$$

Соответствующая ей делительная ширина Γ_f^{BW} , которая отличается от традиционно используемой множителем $\hbar\omega_1/\theta$, совпадает с (39):

$$\Gamma_f^{\text{BW}} = \left(\frac{\hbar\omega_1}{\theta}\right) \Gamma_f^{\text{BW}} = \Gamma_f^K(\beta \rightarrow 0). \quad (44)$$

Связь между $\Gamma_f^K(E^*, \beta)$ по Крамерсу и $\Gamma_f'^{BW}(E^*)$ по Бору–Уиллеру (с учетом множителя $\hbar\omega_1/\theta$) устанавливается соотношением

$$\Gamma_f^K(E^*, \beta) = \Gamma_f'^{BW}(E^*) \left[\sqrt{\left(\frac{\beta}{2\omega_0}\right)^2 + 1} - \left(\frac{\beta}{2\omega_0}\right) \right] = \Gamma_f'^{BW}(E^*) \tilde{\gamma} \left(\frac{\beta}{2\omega_0}\right). \quad (45)$$

Во многих работах фактор $\hbar\omega_1/\theta$, которым Γ_f^K при малом трении отличается от $\Gamma_f'^{BW}$, не учитывают в расчетах. Из (45) следует, что для стационарного случая наличие вязкости ядерной материи ($\beta > 0$) приводит к уменьшению делительной ширины в сравнении с $\Gamma_f'^{BW}$, так как $\tilde{\gamma}(\beta/2\omega_0) < 1$. Это происходит из-за снижения тока вероятности через барьер. Критическое затухание имеет место при $\beta/2\omega_0 = 1$ ($\tilde{\gamma}(1) = \sqrt{2} - 1$).

В действительности квазистационарный поток через барьер деления устанавливается не мгновенно, а через характерное время $\tau(\beta)$, которое зависит от приведенного коэффициента ядерного трения β . Время $\tau(\beta)$ есть показатель взаимодействия делительной степени свободы с остальной системой (термостатом). Решение задачи о временной эволюции делящейся системы с помощью нестационарного УФП (34) может быть получено аналитически [83, 84], если аппроксимировать $V(\alpha)$ в окрестности α_0 и α_1 гармоническим осциллятором (36). В этом случае зависимость делительной ширины определяется выражением

$$\Gamma_f(t) = \hbar\lambda_f(t) = \frac{\hbar\sigma_u\sqrt{1-\phi^2}}{2\pi\sigma_\alpha} \left[1 - \frac{\vartheta}{(\beta+A)\sigma_u^2(1-\phi^2) - \vartheta} \right]^{1/2} \times \exp \left[-\frac{E_f}{(1-\phi^2)\sigma_\alpha^2\mu\omega_1^2} \right]. \quad (46)$$

Здесь $\phi = \exp(-\beta t)$,

$$\sigma_\alpha^2 = \frac{\theta}{\mu\omega_1^2} \left\{ 1 - \phi \left[2\frac{\beta^2}{\beta_1^2} \operatorname{sh}^2 \left(\frac{1}{2}\beta_1 t \right) + \frac{\beta}{\beta_1} \operatorname{sh}(\beta_1 t) + 1 \right] \right\},$$

$$\sigma_u^2 = \frac{\theta}{\mu} \left\{ 1 - \phi \left[2\frac{\beta^2}{\beta_1^2} \operatorname{sh}^2 \left(\frac{1}{2}\beta_1 t \right) - \frac{\beta}{\beta_1} \operatorname{sh}(\beta_1 t) + 1 \right] \right\},$$

$$A(t) = -\delta(t) - \frac{\Omega[C \exp(-2\Omega t) + 1]}{C \exp(-2\Omega t) - 1},$$

где $\beta_1 = \sqrt{\beta^2 - 4\omega_1^2}$, C — произвольная константа, определяемая началь-

ными условиями задачи,

$$\delta(t) = \frac{\beta}{2} - \frac{\vartheta}{\sigma_u^2(1-\phi^2)},$$

$$\Omega^2(t) = \delta^2(t) + \omega_0^2 + \frac{2\vartheta\phi\omega_0^2}{\sigma_u\sigma_\alpha\omega_1^2(1-\phi^2)}.$$

Выражение (46) остается ограниченным и реальным, даже когда β_1 равно нулю или становится мнимым. Мнимые значения параметра β_1 ($\beta/2\omega_1 < 1$) соответствуют малому трению, действительные β_1 ($\beta/2\omega_1 > 1$) — большому трению. Соотношение (46) при $t \rightarrow \infty$ переходит в выражение (45) для расчета стационарной делительной ширины по Крамерсу.

На рис. 1 показаны функция $\lambda_f(t, \beta)$ и безразмерная величина $\varphi(t) = \lambda_f(t, \beta)/\lambda_f^K(\beta)$ для делящегося ядра ^{239}U [64], демонстрирующие, как происходит установление равновесного значения по Крамерсу в процессе временной эволюции системы при малом и большом значении коэффициента трения β .

Длительность переходного процесса τ , определяемая как время, за которое $\Gamma_f(t, \beta) = \varphi(t)\Gamma_f^K(\beta)$ достигает $0,9\Gamma_f^K$, получена численным решением уравнения $\varphi(\tau) - 0,9 = 0$. Из рис. 2, а видно, что τ по-разному зависит от β для малого ($\beta/2\omega_1 < 1$) и большого ($\beta/2\omega_1 > 1$) трения. В расчетах принималось $\hbar\omega_0 = 0,6$ МэВ и $\hbar\omega_1 = 1$ МэВ. В первом случае с увеличением β возрастает сила взаимодействия внутренних степеней свободы с коллективными и переходное время τ уменьшается как

$$\tau \approx \beta^{-1} \ln \left(\frac{10E_f}{\theta} \right). \quad (47)$$

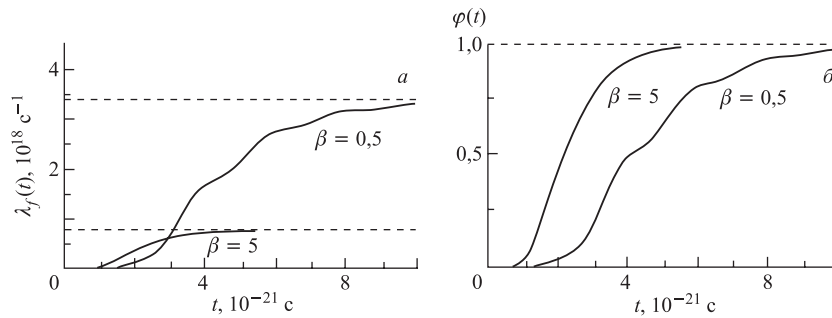


Рис. 1. Характеристики переходного процесса при делении возбужденного ядра ^{239}U с температурой $\theta = 1,5$ МэВ: а) зависимость скорости деления $\lambda_f(t)$, вычисленной в седловой точке, от времени для двух значений коэффициента трения β , штриховыми линиями показаны квазистационарные значения Крамерса $\lambda_f^K(t)$; б) функция $\varphi(t) = \lambda_f(t)/\lambda_f^K$, демонстрирующая процесс установления квазистационарной величины Γ_f^K (штриховая линия)

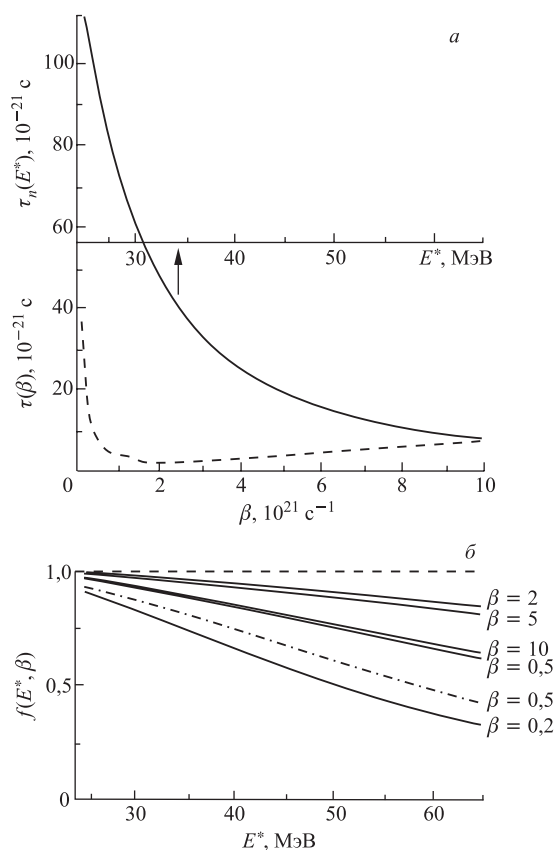


Рис. 2. *а*) Переходное время $\tau(\beta)$ в зависимости от приведенного коэффициента трения β (штриховая кривая) и среднее время $\tau_n(E^*)$, необходимое для эмиссии первого нейтрона, как функция энергии возбуждения E^* (сплошная кривая). *б*) Энергетическая зависимость функции $f(E^*, \beta)$, определяющей влияние переходного процесса на вероятность деления в сравнении с вероятностью деления по Крамерсу, для различных значений β ; штриховая линия соответствует квазистационарному решению, штрихпунктирная — аппроксимации функции переходного процесса $\varphi(t)$ «ступенькой»

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

$$\tau \approx \left(\frac{\beta}{2\omega_1^2} \right) \ln(10E_f/\theta). \quad (48)$$

Минимум кривой $\tau(\beta)$ на рис. 2, *а* приблизительно соответствует критическому трению $\beta_c = 2\omega_0$.

Вероятность деления первого шанса дается формулой [83, 84]

$$P_f(E^*, \beta) = \int_0^{\infty} dt \frac{\Gamma_n}{\hbar} \exp\left(-\frac{\Gamma_n}{\hbar} t\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{\Gamma_f^K}{\hbar} \int_0^t \varphi(t') dt'\right) \right]. \quad (49)$$

Для стационарного случая, когда $\varphi(t) = 1$, выражение (49) дает

$$P_f = P_f^K = \frac{\Gamma_f^K}{\Gamma_n + \Gamma_f^K}. \quad (50)$$

На рис. 2, а также показана зависимость среднего времени $\tau_n(E^*) = \hbar/\Gamma_n(E^*)$, необходимого для эмиссии первого нейтрона, от энергии возбуждения ядра ^{239}U . Фактор $f(E^*, \beta) = P_f(E^*, \beta)/P_f^K$, полученный численным интегрированием (49), представлен на рис. 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 β . Наблюдается тенденция к уменьшению делимости с увеличением энергии возбуждения для всех значений β , но наклон этой зависимости $|df(E^*, \beta)/dE^*|$ существенным образом зависит от коэффициента трения. Влияние фактора β более наглядно проявляется в случае, когда возможно аналитическое представление $f(E^*, \beta)$. Так, аппроксимация функции переходного процесса «ступенькой»: $\varphi(t) = 0$ при $t < \tau$ и $\varphi(t) = 1$ при $t > \tau$, приводит к аналитическому результату

$$f(E^*, \beta) = \exp\left[-\frac{\tau(\beta)}{\tau_n(E^*)}\right], \quad (51)$$

где $\tau_n(E^*)$ определяет энергетическую зависимость $f(E^*, \beta)$, а $\tau(\beta)$ — наклон кривой относительно стационарного уровня $f(E^*, \beta) = 1$. Как видно из рис. 2, б, моделирование переходного процесса ступенчатой функцией приводит к большему наклону $|df(E^*, \beta)/dE^*|$, чем дает реальная зависимость $\varphi(t)$ (см. рис. 1) при одном и том же значении β . Отклонения $f(E^*, \beta)$ от единицы для реального переходного процесса (сплошные линии на рис. 2, б) становятся существенными при $E^* \geq 40$ МэВ для $\beta \leq 0,5 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$ и $\beta \geq 10 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$.

Таким образом, зависящие от β множители $\tilde{\gamma}(\beta/2\omega_0)$ и $f(E^*, \beta)$ по-разному действуют на вероятность деления

$$P_f(E^*, \beta) = \frac{\Gamma_f^{\text{BW}} \tilde{\gamma}(\beta/2\omega_0)}{\Gamma_n(E^*) + \Gamma_f^{\text{BW}} \tilde{\gamma}(\beta/2\omega_0)} f(E^*, \beta). \quad (52)$$

Множитель $f(E^*, \beta)$ влияет на энергетическую зависимость вероятности деления и его роль возрастает с увеличением энергии возбуждения. При низких

энергиях $E^* \leq 20$ МэВ ($\theta \leq 1$ МэВ) имеем $f(E^*, \beta) \approx 1$. Крамерсовский фактор $\tilde{\gamma}(\beta/2\omega_0)$ не зависит от E^* и его влияние на вероятность деления падает с уменьшением β .

Завершая описание статистического и динамического подходов, используемых при оценке делимости ядер, перейдем непосредственно к конкретным результатам анализа экспериментальной информации о вероятности деления доактинидов и актинидов.

2. НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ОПИСАНИЯ ДЕЛИМОСТИ ДООКТИНИДНЫХ ЯДЕР

2.1. Затухание $K_{\text{рот}}(U, \alpha)$ и его роль. В [65, 72] было установлено, что совокупность данных о $P_f(E^*)$ для сферических и деформированных ядер хорошо описывается на окологороговом участке протяженностью $E^* - E_f < 15$ 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 (31) было предположено, что отклонения $P_f^{\text{расч}}(E^*) > P_f^{\text{эксп}}(E^*)$ связаны с отступлениями $K_{\text{рот},f}$ от адиабатической оценки (30б). Это привело к эмпирическому определению функции затухания вклада ротационных мод с энергией $q(U)$ согласно

$$K_{\text{рот}} = 1 + (\sigma_{\perp}^2 - 1)q(U), \quad (53)$$

где $q(U)$ обладает следующими свойствами: $q(U) \rightarrow 1 (K_{\text{рот}} \rightarrow \sigma_{\perp}^2)$ при малых U и $q(U) \rightarrow 0$ при больших U ($K_{\text{рот}} \rightarrow 1$). Соотношение (53) было распространено без каких-либо изменений на нейтронный канал деформированных ядер. Хотя с помощью (53) в [9, 65, 72] 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 [71, 87], теоретически обосновывающим сильную зависимость затухания $K_{\text{рот}}$ от деформации ядра.

В соотношениях (30а) и (30б) рассматриваются лишь крайние случаи, и при их применении необходимо знать, какие ядра им удовлетворяют. Традиционная классификация ядер вблизи долины стабильности по виду спектров низколежащих уровней предполагает, что $A < 190$ — деформированные, $A > 190$ ($Z < 85$) — сферические. Анализ ПНР в [66] и $P_f(E^*)$ в [65, 72] привел к заключению, что условию $K_{\text{рот}} = 1$ отвечают ядра только в ближайшей окрестности ^{208}Pb . Поэтому в [9] к сферическим были отнесены ядра ^{201}Tl – ^{213}At , а ядра между Re и Tl — к промежуточному случаю. Последняя группа ядер объединила около трети данных о делимости доактинидов. Для них в [9] проводились две обработки данных — как для сферических, так и для деформированных, а разница параметров включалась в их погрешность.

Вопрос — к какому варианту, (30а) или (30б), ближе свойства возбужденных ядер переходной области — остался открытым.

В работе [32] подробно исследовано затухание $K_{\text{рот}}(U, \alpha)$ с привлечением данных по плотности нейтронных резонансов и выполнена проверка с использованием экспериментальной информации о массовых распределениях осколков деления доактинидных ядер, подтверждающая отсутствие затухания $K_{\text{рот},f}(U)$ в делительном канале (см. также обзор [88]). С учетом этого факта в [32] были вновь проанализированы экспериментальные результаты о вероятности деления доактинидных ядер.

По аналогии с [65, 72] в [32] использовалась та же форма зависимости $K_{\text{рот}}$ (53), только вместо $q(U)$ вводилась функция затухания $q(U, \alpha)$, зависящая от деформации α (подробнее см. [32, 88]).

Учет неадиабатичности $K_{\text{рот}}(U, \alpha)$ 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 и в то же время в делительном пренебрежимо мал из-за очень большой деформации в седловой точке. Данное следствие противоположно предположению прежнего анализа [9, 65, 72] 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.

Что касается вибрационного усиления плотности уровней, то расхождение оценок $K_{\text{виб}}$ даже для равновесных состояний ядер очень велико [88, 89]. Это может сильно влиять на результат анализа экспериментальных данных, например, на асимптотические величины параметра плотности уровней, определяемые из подгонки под нейтронные резонансы [90]. В работах [9, 65, 72] возможное различие коэффициентов $K_{\text{виб},f}$ и $K_{\text{виб},n}$ соответственно в делительном и нейтронном каналах (20) игнорировалось. Это предположение прежнего анализа было принято и в [32].

2.2. Модели плотности уровней и пороги деления доактинидных ядер.

В дополнение к обзору [88], где рассматривается тестирование различных систематик плотности уровней ядер, приведем сравнение результатов описания в рамках ОСМ с вариантами модели ферми-газа зависимости делимости $P_f(E^*)$ в реакции $^{185}\text{Re}(\alpha, f)$ от энергии возбуждения E^* составного ядра ^{189}Ir [89].

Доактиниды характеризуются значительной разницей порогов деления и эмиссии нейтронов, E_f и B_n , причем $E_f > B_n$, и вследствие этого низкой вероятностью деления (или делимостью) $P_f \ll 1$, которую, игнорируя влияние J -зависимости плотности уровней, можно представить как [8]

$$P_f(E^*) \cong \frac{k}{2A^{2/3}} \frac{D_n^2}{D_f} \frac{\rho_f(E^* - E_f, 0)}{\rho_n(E^* - B_n, 0)}, \quad D_i = \left. \frac{\partial \ln \rho_i(U, 0)}{\partial U} \right|_{U=U_i} = \theta_i^{-1}, \quad (54)$$

где $i = f$ или n , $U_f = E^* - E_f$ и $U_n = E^* - B_n$. Здесь рассматривается случай деления легкими заряженными частицами, когда влияние фактора $\bar{\gamma}(J_{\text{макс}})$ (21) в (20) сводится к множителю порядка единицы, который опускается.

Для ядер в районе Pb и легче $E_f - B_n \geq 10$ МэВ, благодаря чему существует достаточно протяженный околороговый участок $P_f(E^*)$, где в нейтронном канале в силу $U_n > U_{n,\text{кр}}$ описание будет ферми-газовым, а в делительном в силу $U_f < U_{f,\text{кр}}$ будет существенным влияние парных корреляций нуклонов, т. е. описание в целом будет чувствительно к модельным различиям.

Величины $U_{n,\text{кр}}$ и $U_{f,\text{кр}}$ — критические энергии фазового перехода в ОСМ плотности уровней в нейтронном и делительном каналах соответственно [66, 67, 88]. На рис. 3 с экспериментальными данными о делимости деформированного ядра ^{189}Ir в реакции $^{185}\text{Re}(\alpha, f)$ [91] сравниваются результаты расчета в трех моделях [89], параметры которых идентично подогнаны под ПНР в предположении ОСМ [66], стандартной МФГ и МФГ с обратным смещением [92]. В расчетах E_f соответствует [7], $\Delta_{0f} = 14/\sqrt{A}$ МэВ — [69], \bar{a}_f/\bar{a}_n — [89] согласно

$$\bar{a}(A) = \bar{a}_V A + \bar{a}_S B_S A^{2/3}, \quad (55)$$

где $\bar{a}_V = 0,068 \text{ МэВ}^{-1}$, $\bar{a}_S = 0,140 \text{ МэВ}^{-1}$, B_S — безразмерная функция, зависящая от деформации ядра, для равновесных деформаций α , близкая к единице, для седловых конфигураций доактинидных ядер $\cong 2^{1/3}$. Параметр λ в (27), определяющий скорость затухания оболочечных эффектов, равнялся $0,064 \text{ МэВ}^{-1}$. В варианте [92] учитывался эффект кривизны поверхности ядра.

Рассчитанные кривые разнятся сильно, отклоняясь друг от друга и от экспериментальных точек. В районе барьера деления E_f только кривая ОСМ проходит близко к точкам, причем нарастающее расхождение их с энергией может быть устранено, если учесть затухание $K_{\text{рот}}(U, \alpha)$ [30, 93].

Главная цель изучения делимости ядер — определение высоты барьеров $E_f(Z, A)$. Для анализа P_f широко использовались МФГ (стандартный

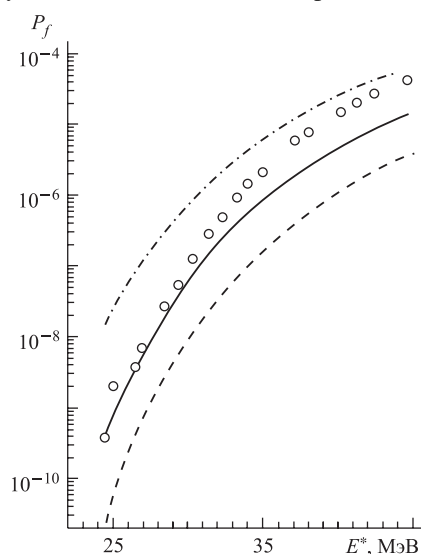


Рис. 3. Зависимость делимости P_f в реакции $^{185}\text{Re}(\alpha, f)$ от энергии возбуждения E^* составного ядра ^{189}Ir : \circ — эксперимент; сплошная кривая — систематика ОСМ [66]; штриховая — систематика МФГ [94]; штрихпунктирная — [92]

вариант) и ОСМ, причем в [9, 91] для одного и того же набора экспериментальных данных. Результаты анализа для барьеров E_f отличаются в [9] и [91] на 2–2,5 МэВ главным образом из-за различий в описании четно-нечетных эффектов, причем значения $E_f^{\text{ОСМ}}$ с наблюдаемыми порогами согласуются, а значения $E_f^{\text{МФГ}}$ расходятся, вследствие чего от МФГ пришлось отказаться. Во многих работах эта трудность МФГ «преодолевается» игнорированием четно-нечетных различий в плотности уровней.

Отметим работу [95], в которой проверялась взаимосогласованность описания плотности уровней нейтронного и делительного каналов в (20) в рамках ОСМ путем свободного поиска параметров E_f , Δ_{0f} и \tilde{a} , удовлетворяющих экспериментальным данным о делимости группы сферических ядер от ^{201}Tl до ^{213}At (см. также [88]). В ней определено среднее для совокупности значение $\tilde{a}/A = \bar{\alpha} = (0,086 \pm 0,009) \text{ МэВ}^{-1}$, согласующееся со значением $\bar{\alpha}_{\text{ОСМ}} = 0,093 \text{ МэВ}^{-1}$ [66], полученным из ПНР в рамках ОСМ, и с асимптотическим значением $\tilde{a}/A = 0,090 \text{ МэВ}^{-1}$ для модели Вудса–Саксона [67].

2.3. Трудность описания делимости сферических ядер. На рис. 4 результаты расчета делимости с уточненной моделью $\rho(U, J)$ [32, 88] сравниваются с экспериментальными данными для нескольких характерных доактинидных ядер: сферических — ^{206}Pb и ^{212}Po , деформированных — ^{173}Lu и ^{186}Os , ^{193}Pt и ^{198}Hg , относившихся в [9, 65, 72] к промежуточному случаю. Расчет $P_f(E^*)$ проводился с параметрами барьера из феноменологической модели [7] и одинаковыми асимптотическими параметрами плотности уровней в делительном и нейтронном каналах $\tilde{a}_f/\tilde{a}_n = 1$. Обычно, как и в [9, 65, 72], величины E_f и \tilde{a}_f/\tilde{a}_n используются в качестве свободных параметров при подгонке результатов расчета к экспериментальной зависимости $P_f(E^*)$. В описании [32] их нет (те, что не оговорены, соответствуют [9, 65, 72]). Укажем также, что все кривые на рис. 4 получены с учетом делений с предварительным испусканием нейтронов.

Штрихпунктирные кривые на рис. 4 рассчитаны согласно (30а), (30б) и традиционной классификации ядер по характеру спектров низколежащих уровней (^{173}Lu и ^{186}Os — деформированные ядра, остальные — сферические). Учет затухания $K_{\text{рот},n}(U, \alpha)$ [32] (штриховые кривые) устраняет расхождения в первом случае, для других ядер это ничего не меняет, поскольку для них $K_{\text{рот},n} = 1$. Характерным для сферических ядер является увеличение отклонения штрихпунктирных кривых от экспериментальных точек с ростом энергии E^* . У ядра ^{193}Pt они имеют место во всем изученном диапазоне. Однако, если для ^{193}Pt учесть небольшую деформацию основного состояния и затухание $K_{\text{рот},n}$, то получим штриховую кривую, близкую к экспериментальным точкам при низких E^* , но в дальнейшем расходящуюся с ними точно так же, как в случае сферических ядер ^{206}Pb и ^{212}Po .

Итак, описание делимости для деформированных ядер достигается вполне непринужденно в рассматриваемой модели (см. также [30, 31]), а для сфе-

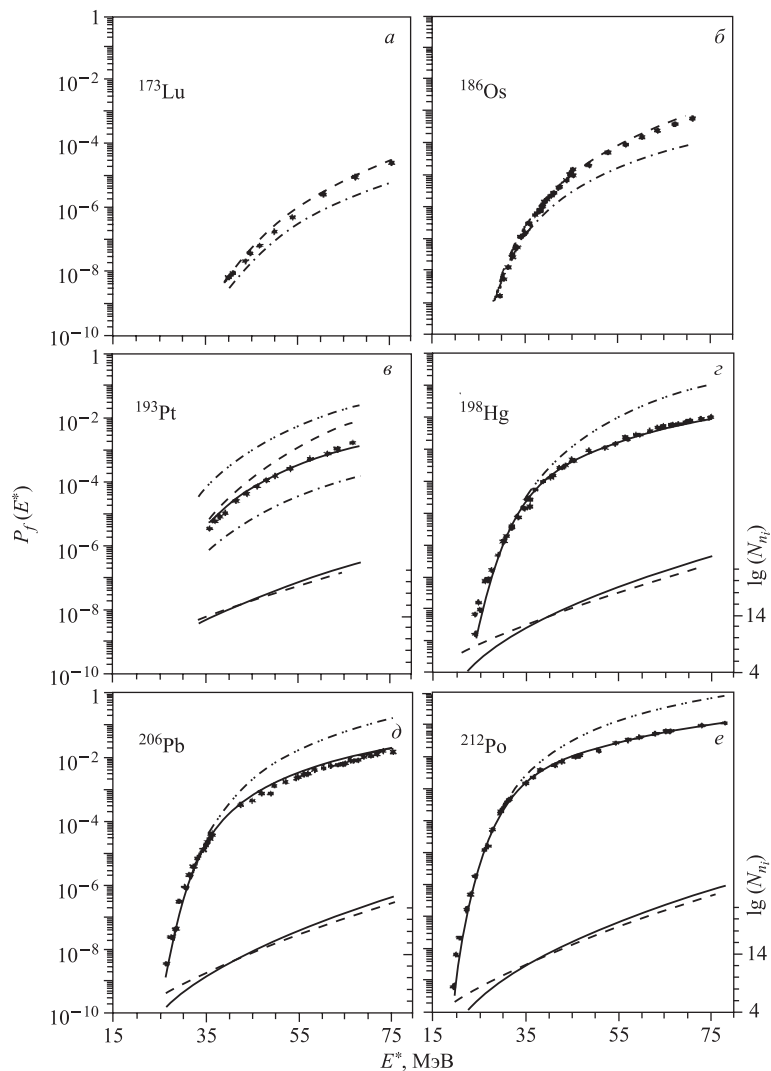


Рис. 4. Описание энергетической зависимости делимости $P_f(E^*)$ доактинидных ядер. Звездочки — экспериментальные данные [9]. Расчетные кривые: штрихпунктирные — $K_{\text{рот},n} = \sigma_{\perp n}^2$; штриховые с двумя точками — $K_{\text{рот},n} = 1$; штриховые — $K_{\text{рот},n}$ с учетом затухания, зависящим от деформации [32]; сплошные — учет эмиссии нейтронов во II яму. Внизу графиков — числа нейтронных каналов N_n : штриховые — N_{nI} ; сплошные — N_{nII}

рических сталкивается с трудностью, которую фактически не удалось преодолеть ни в одной из предыдущих работ [8, 9, 65, 72]. Во всех случаях, когда рассматривался достаточно широкий диапазон энергий, включающий

околопороговый участок $E^* - E_f < 15$ МэВ, качество описания $P_f(E^*)$ в районе сферических ядер существенно ухудшалось или достигалось ценой выбора неоправданных параметров [9]. Как отмечалось, попытка устранить обсуждаемую трудность в [9, 65, 72] привела к некорректному моделированию затухания $K_{\text{рот}}(U)$.

Далее в [32] остановились на двух возможностях преодоления обсуждаемой трудности. Одна из них, отмеченная еще в [9], связана с включением в описание $P_f(E^*)$ динамических эффектов [29, 83, 84], другая — с учетом эмиссии нейтронов во вторую (II) яму потенциальной энергии деформации [31, 96]. Сначала обсудим результаты описания делимости, учитывающие эмиссию нейтронов во вторую (II) яму, чтобы завершить рассмотрение статистических аспектов анализа $P_f(E^*)$ доактинидных ядер.

2.4. Эмиссия нейтронов во II яму. Роль II минимума энергии деформации $V(\alpha)$ тяжелых ядер общеизвестна: с его существованием связывается происхождение задержанного деления, т.е. спонтанного деления изомеров формы [2, 17]. В работе [39] было показано, что II минимум $V(\alpha)$ сохраняется и у более легких ядер (вплоть до Pb), как видно на рис. 5, но смещается, начиная с Th, по деформации с $\alpha \cong 0,6$ к $\alpha \cong 0,4$ и оказывается на левом склоне потенциального барьера, высота которого быстро возрастает с уменьшением Z . Наибольший эффект, возникающий при учете эмиссии нейтронов во II яму, ожидается у сферических ядер и состоит в следующем. С увеличением энергии возбуждения составного ядра E^* из-за разницы $\alpha_{\text{II}} \cong 0,4$ и $\alpha_{\text{I}} \cong 0$, а поэтому $K_{\text{рот},n}^{\text{II}} \gg K_{\text{рот},n}^{\text{I}}$, плотность уровней во II яме может сравняться или стать больше, чем в I яме, несмотря на меньшую энергию возбуждения $E^* - E_{\text{II}}$. Это должно усилить конкурирующую с делением эмиссию нейтронов и уменьшить делимость ядер. Эффект проявится тем раньше, чем меньше разница энергий минимумов $E_{\text{II}} = V(\alpha_{\text{II}}) - V(\alpha_{\text{I}})$. Очевидно, что влияние II ямы резко ослабнет в случае деформированных в равновесном состоянии ядер (в I яме). Его не будет и по другой причине: при переходе от сферических ядер к более легким деформированным ядрам согласно рис. 5 уменьшается глубина II ямы, а для ядер легче Pt она исчезает вовсе. Везде речь идет о ядрах вблизи долины β -стабильности.

Будем следовать статистическому описанию $P_f(E^*)$ с учетом конкурирующих с делением распадов в I и II яме $V(\alpha)$ [14] — модели двугорбого барьера. Легко убедиться, что в этом случае знаменатель (20), представляющий собой число открытых нейтронных каналов для $J = 0$:

$$N_{n_i}(E^*) = \frac{2A^{2/3}}{\kappa} \int_0^{U_{\text{max}}^i} \rho_{n_i}(U, 0) (U_{\text{max}}^i - U) dU, \quad (56)$$

надо заменить на сумму N_{n_i} , где $i = \text{I}$ или II — индекс ямы; $U_{\text{max}}^{\text{I}} = E^* - B_n$, $U_{\text{max}}^{\text{II}} = E^* - B_n - E_{\text{II}}$. Иначе говоря, в модели двугорбого барьера

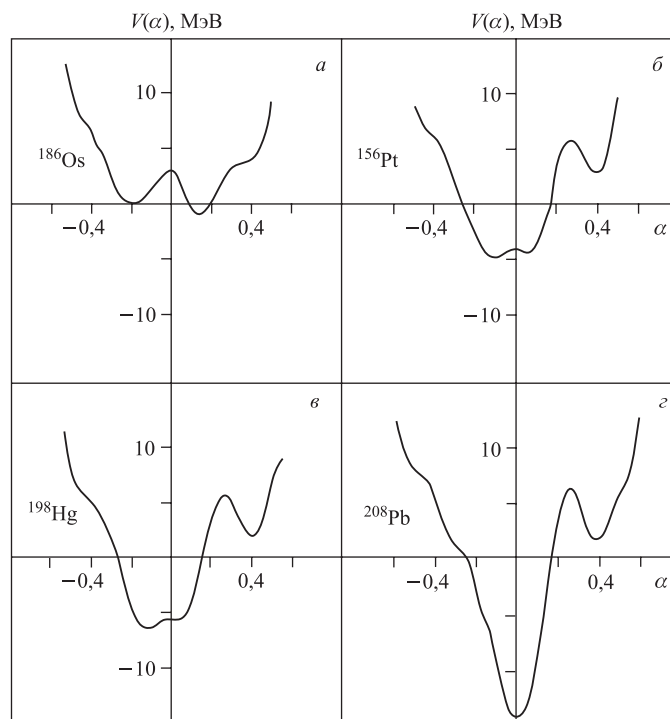


Рис. 5. Энергия деформации $V(\alpha)$ выборочных ядер Os–Pb как функция квадрупольной деформации α

складываются не ширины испускания нейтронов Γ_{n_i} , а числа нейтронных каналов $N_{n_i} = (2\pi\rho_{c_i})\Gamma_{n_i}$, где ρ_{c_i} — плотности уровней составных ядер в I или II яме.

Сплошные кривые на рис. 4 для всех ядер от ^{193}Pt до ^{212}Po , в расчете которых учтен вклад эмиссии нейтронов во II яму, устраняют обсуждаемое расхождение. Под делимостями ядер показаны энергетические зависимости чисел нейтронных каналов $N_{n_i}(E^*)$. Из их сравнения видно, что включение в игру II ямы происходит вблизи точки пересечения $N_{n_I} = N_{n_{II}}$. И выходит так, что ядра Hg–Po при низких энергиях делятся как сферические, а при более высоких (вследствие преобладания эмиссии нейтронов во II яму) как деформированные. В случае Pt велико затухание $K_{\text{рот},n}$, поэтому учет обсуждаемого эффекта важен, как и в предыдущем случае. Для еще более легких ядер, принадлежащих к категории деформированных по всем признакам, в том числе для ^{186}Os , обсуждаемый эффект не важен не только потому, что у них нет II ямы. Даже если бы она существовала, ее роль была бы сильно подавлена, поскольку $K_{\text{рот},n}^I$ и $K_{\text{рот},n}^{II}$ различаются в этом случае

гораздо меньше, чем у сферических и промежуточных ядер. В проведенном расчете $P_f(E^*)$ деформации ядра α_i фиксировались. Более последовательно можно рассматривать эффективную деформацию $\alpha_{эф}$, соответствующую минимуму свободной энергии или максимуму энтропии. Однако, как следует из [97–99] и из оценок [32], это качественно не изменит полученных результатов.

2.5. Влияние динамики на делимость ядер. На рис. 6 представлены результаты расчета делимости [32] с $\varphi(t)$ согласно [83, 84] (рис. 1, б) — слева для малых $\beta < \beta_c$, справа — для больших $\beta > \beta_c$ (сверхкритическое трение). Экспериментальные данные [9] и расчетные кривые соответствуют 1-му шансу деления ядра ^{212}Po . В первом случае (рис. 6, а) отступления $P_f(E^*, \beta)$ от $P_f^{\text{BW}}(E^*)$ формируются в основном одним фактором $f(E^*, \beta)$, который становится существенным при $\tau/\tau_n \geq 1$ (51). На рис. 2, а сплошной кривой показано среднее время $\tau_n(E^*)$, необходимое для эмиссии первого нейтрона, как функция энергии возбуждения. Из значений $\tau_n(E^*)$ для $E^* = 30$ и 50 МэВ с учетом кривой $\tau(\beta)$ ясно, почему при $E^* < 40$ МэВ эти отступления малы ($\tau_n > \tau$), а при $E^* > 50$ МэВ значительны и растут с уменьшением β .

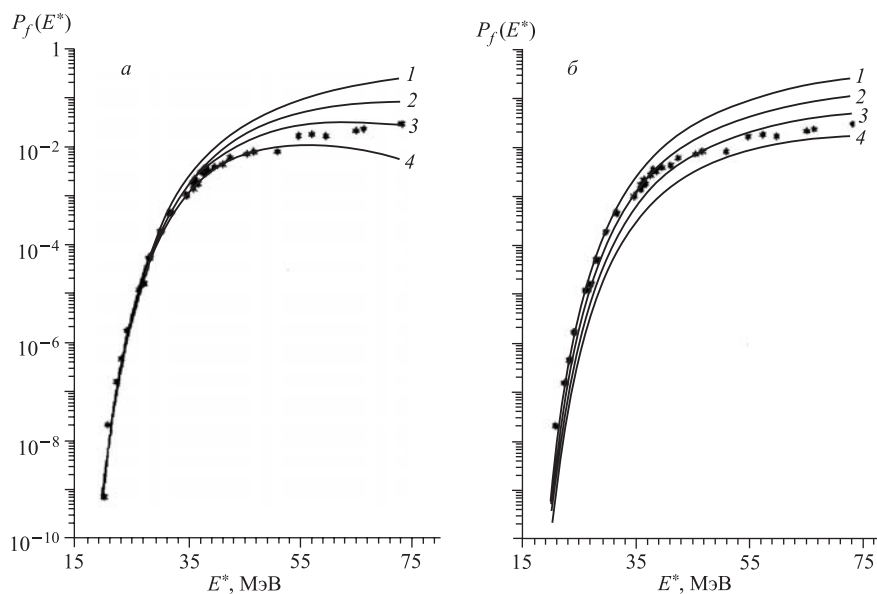


Рис. 6. Делимость 1-го шанса для ядра ^{212}Po . Экспериментальные данные — [9]. Кривые — расчет согласно (52) при разных коэффициентах вязкости β (в ед. 10^{21} с^{-1}). На рис. а: 2 — при $\beta = 0,5$; 3 — $\beta = 0,2$; 4 — $\beta = 0,1$; на рис. б: 2 — при $\beta = 2$; 3 — $\beta = 5$; 4 — $\beta = 10$. Кривые 1 — P_f^{BW}

Во втором случае (рис. 6, б) в аналогичных рассуждениях надо дополнительно учесть действие фактора $\tilde{\gamma}(\beta/2\omega_0)$, который, как отмечалось, приводит к подавлению вероятности деления независимо от энергии. При прочих β — в широкой окрестности минимума $\tau(\beta_c)$ — влияние ядерного трения на делимость гораздо меньше. К сожалению, независимая информация о величине коэффициента β 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 [79]. В этой ситуации, учитывая, кроме того, практически полное отсутствие экспериментальных сведений о температурной зависимости ядерной вязкости (температурная зависимость β), 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 ($\beta/2\omega_0 \rightarrow 0$) при определенных энергиях возбуждения.

Успешное применение традиционного статистического подхода к анализу разнообразных экспериментальных данных, включая и сечение деления актинидных ядер [44, 45], 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 удается воспроизвести экспериментальную множественность предделительных нейтронов $\bar{\nu}_{\text{pre}}(E^*)$ в реакциях с тяжелыми ионами [81] без включения в описание вероятности деления $P_f(E^*)$ эффектов, связанных с вязкостью ядерной материи. Результаты анализа массово-энергетических распределений осколков [79] и предделительных нейтронов [81, 82] дают основание заключить, что $\beta > 10^{21} \text{ с}^{-1}$. Они соответствуют значительным температурам $\theta \geq 2$ МэВ. При низких $\theta \leq 1$ МэВ нет необходимости привлекать диффузионную модель для оценки вероятности деления. Иначе мы встанем перед трудностью в случае сверхкритического трения согласования падения $P_f(E^*, \beta)$ 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 [17], что накладывает жесткое ограничение на фактор $\tilde{\gamma}(\beta/2\omega_0) \geq 0,5$ МэВ. При низких энергиях возбуждения статистические представления согласуются с данными эксперимента. Это дает основание предположить, что здесь ядерное трение чрезвычайно мало: $\beta/2\omega_0 \approx 0$, т. е. $\tilde{\gamma} \approx 1$.

Непрерывность расчетных характеристик при переходе от статистического описания при низких энергиях (кривая 1 на рис. 6, б — вероятность деления по Бору–Уиллеру) к описанию в рамках диффузионной модели при

высоких энергиях (кривые 2–4 на рис. 6, б — вероятность деления по Крамерсу (52) соответственно для $\beta = 2, 5, 10$ в ед. 10^{21} с^{-1}) можно обеспечить, если включить в описание $P_f(U)$ (52) энергетическую зависимость коэффициента вязкости в виде [64]

$$\tilde{\beta}(U) = \beta Q(U), \quad Q(U) = \left[1 + \exp\left(\frac{U_d - U}{\delta U}\right) \right]^{-1}. \quad (57)$$

Функция затухания динамических эффектов при низких энергиях возбуждения выбрана по аналогии с функцией затухания ротационных эффектов [30, 64] при высоких энергиях. Функция $Q(U)$ имеет вид сглаживающей ступеньки при $U = U_d$, «размывание» которой определяется параметром δU . Если параметризация (57) 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 (57) не имеет теоретического обоснования. Параметры U_d и δU могут быть эмпирически подобранными величинами.

2.6. Результаты анализа и их обсуждение. При описании $P_f(E^*)$ [32] использовались барьеры феноменологической модели жидкой капли (МЖК) [6, 7] и предположение $\tilde{a}_f/\tilde{a}_n = 1$. Как уже отмечалось, в прежнем анализе [9, 65, 72] обе величины находились из подгонки к экспериментальным данным. Поэтому показанные на рис. 7, а отклонения $\Delta E_f = E_f - E_f^{\text{MS}}$ «экспериментальных» значений E_f и \tilde{a}_f/\tilde{a}_n из [9] соответственно от барьеров E_f^{MS} [7] и единицы можно рассматривать как разницу результатов двух анализов. Из рис. 7 видно, что эти отклонения имеют систематический характер. Как следует из табл. 1, они в среднем отличаются для сферических и деформированных ядер, выходя за погрешности δE и $\delta(\tilde{a}_f/\tilde{a}_n)$.

Сплошная кривая, представляющая на рис. 7, б теоретическую A -зависимость \tilde{a}_f/\tilde{a}_n , получена согласно (55) для $\bar{\alpha}_V = 0,073 \text{ МэВ}^{-1}$, $\bar{\alpha}_S = 0,095 \text{ МэВ}^{-1}$ — константы, определенные в [91] для потенциала Вудса–Саксона. Второе слагаемое в (55) учитывает влияние поверхности ядра на параметр плотности уровней [2, 91, 93]. Отношение \tilde{a}_f/\tilde{a}_n слабо меняется с A и почти всецело определяется отношением $\bar{\alpha}_V/\bar{\alpha}_S$, и равно единице при $\bar{\alpha}_S = 0$ (см. также [88]). На систематические отступления точек на рис. 7 от кривой, разные по знаку для сферических и деформированных ядер, обращалось внимание в работе [9]. На поставленный в ней вопрос — не является ли «скачок» значений \tilde{a}_f/\tilde{a}_n при переходе от сферических ядер к деформированным следствием недостатков анализа — в работе [32] дан утвердительный ответ. Он есть результат неадекватного описания затухания $K_{\text{рот}}(U, \alpha)$ и отожествления в этом смысле $\rho_f(U, 0)$ и $\rho_n(U, 0)$ в (20).

Сделанное утверждение непосредственно следует из сравнения функций затухания $q(U)$ на вставке к рис. 7, а, где штриховой кривой показана за-

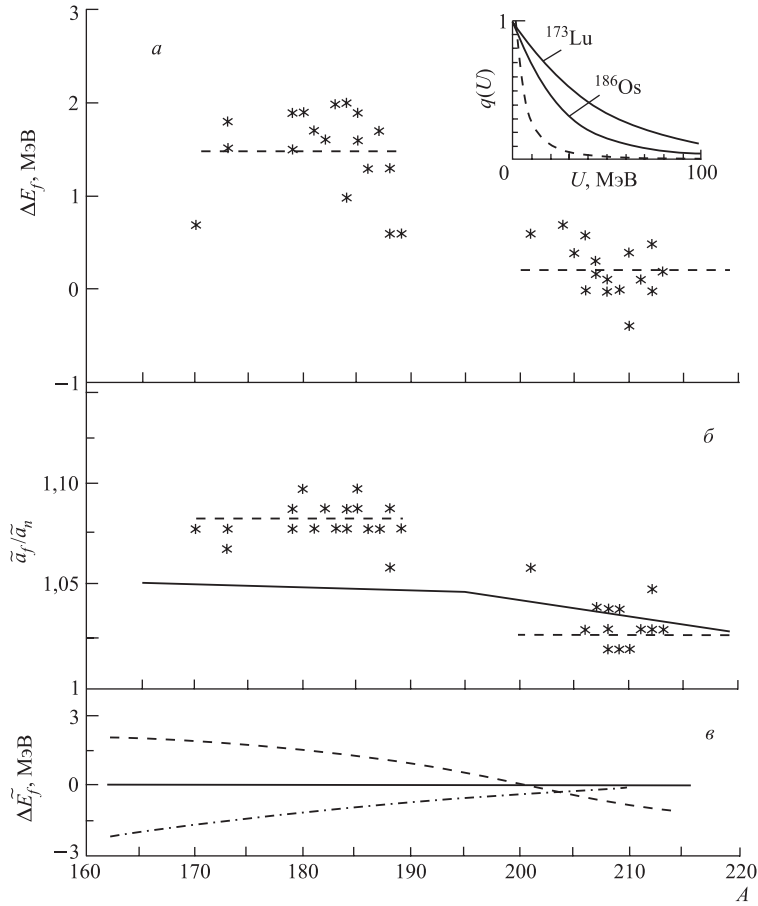


Рис. 7. Сравнение различных характеристик доактинидов с теоретическими предсказаниями. а) Отклонения результатов [9] от МЖК [7] для E_f . На вставке — функции затухания $q(U)$: штриховая кривая — [9]; сплошные — затухание, зависящее от деформации [32]. б) Отклонения результатов [9] от единицы для \tilde{a}_f/\tilde{a}_n . Сплошная кривая — (55) для параметров [91]; штриховые линии — средние значения ΔE_f и \tilde{a}_f/\tilde{a}_n (табл. 1). в) Отклонения от [7] предсказаний [10] и [11] для жидкокапельных барьеров \tilde{E}_f . Z ядер соответствуют (58)

висимость из [9], а сплошными кривыми — функции затухания, зависящие от деформации и использованные в [32] при описании $P_f(E^*)$ для ^{173}Lu и ^{186}Os на рис. 4. Последние проходят существенно выше штриховой кривой, что означает более слабое, чем в [9], затухание $K_{\text{рот},n}(U)$. Из оценки (31)

Таблица 1. Средние отклонения результатов [9] и [32]

Ядра	ΔE_f , МэВ	δE_f , МэВ	$\tilde{a}_f/\tilde{a}_n - 1$	$\delta(\tilde{a}_f/\tilde{a}_n)$
Сферические	0,25	0,4–0,6	0,03	0,01–0,02
Деформированные	1,3	0,7–1,0	0,08	0,01–0,02

видно, что в [9, 65, 72] искажения $P_f(E^*)$ для деформированных ядер создавались двумя эффектами:

а) занижением $K_{\text{рот},n}(E^* - B_n)$, что вело при подгонке к экспериментальным данным к завышенным значениям E_f — в среднем более чем на 1 МэВ (рис. 7, табл. 1);

б) падением $q_f(E^* - E_f)$ (в работе [32] $q_f \cong 1$), которое влечет за собой уменьшение крутизны расчетной зависимости $P_f(E^*)$ и, следовательно, увеличение \tilde{a}_f/\tilde{a}_n . Оба они устраняются в анализе [32].

При описании плотности уровней и делимости ядер [32] использовался вариант систематики ОСМ [66] с $\bar{\alpha}_S = 0$, хотя в [66] дается и другой вариант, учитывающий влияние поверхности, который при подгонке под наблюдаемые ПНР привел к значению $\bar{\alpha}_S = 0,115 \text{ МэВ}^{-1}$. Оно разумно согласуется с указанной теоретической оценкой [91]. Выбор $\bar{\alpha}_S = 0$ в [32] был сделан не ради простоты, а на основе результатов анализа чувствительности $\bar{\alpha}_S$ к изменению других параметров систематики ОСМ в [93]. Он показал, что большинство рассмотренных уточнений феноменологического описания ПНР [88] ведет к уменьшению коэффициента $\bar{\alpha}_S$. Отметим, что в ту же сторону «работает» и учет затухания $K_{\text{рот},n}(U, \alpha)$. Наконец, в пользу выбора $\bar{\alpha}_S = 0$ свидетельствуют результаты описания энергетической зависимости плотности переходных состояний [32, 88], восстановленной из массовых распределений осколков. Они не обнаружили значимых отступлений \tilde{a}_f от \tilde{a}_n из систематики ПНР [66].

В соответствии с [93] в [32] оценили пределы $0 \leq \bar{\alpha}_S \leq 0,1 \text{ МэВ}^{-1}$, чему соответствует $1 \leq \tilde{a}_f/\tilde{a}_n \leq 1,04 \text{ МэВ}$ для $A = 200$. Учет динамики при разумных значениях коэффициента вязкости эквивалентен по влиянию на $P_f(E^*)$ снижению \tilde{a}_f/\tilde{a}_n в этих пределах (см. также [81, 100]). Иными словами, учитывая динамику и роль поверхностного члена в (55), мы получили бы примерно те же результаты, к которым пришли в выполненном статистическом анализе в предположении $\bar{\alpha}_S = 0$ ($\tilde{a}_f/\tilde{a}_n = 1$) в [32].

На рис. 7, в сравниваются макроскопические барьеры E_f для трех феноменологических моделей: МЖК с резким краем [7], капельковой модели [10] и МЖК с конечным радиусом ядерных сил [11, 101] — в виде разности $\Delta \tilde{E}_f = \tilde{E}_f - \tilde{E}_f^{\text{MS}}$ для ядер, нуклонный состав которых соответствует линии β -стабильности

$$A - 2Z = 0,4A^2/(A + 200). \quad (58)$$

В районе $A \cong 205$ для всех моделей $\Delta\tilde{E}_f \cong 0$, так как они фактически «привязываются» к одним и тем же значениям — наиболее надежным порогам сферических ядер, непосредственно наблюдаемым в сечениях деления. С уменьшением A отличия разных моделей увеличиваются и на границе изученного диапазона $A \cong 160$ уже становятся заметно больше погрешности анализа для E_f (см. табл. 1). Это позволяет поставить под сомнение предсказания как капельковой модели, для которой $\Delta\tilde{E}_f > 0$, так и МЖК с конечным радиусом ядерного взаимодействия, для которой $\Delta\tilde{E}_f < 0$.

В обсуждаемом контексте нельзя пройти мимо результатов анализа выходов реакции ${}^{\text{ест}}\text{Ag}({}^3\text{He}, f)$ с фиксированными Z осколков [102, 103]. Она замечательна тем, что делящиеся в ней ядра ${}^{110-112}\text{In}$ близки к точке Буссинаро–Галоне, в которой жесткость к масс-асимметричным вариациям формы поверхности потенциальной энергии деформации $V(\alpha, \eta)$ в седловой точке ($\alpha = \alpha_{\text{sp}}, \eta = 0$) в направлении η

$$V(\alpha_{\text{sp}}, \eta) = \tilde{V}(\alpha_{\text{sp}}, 0) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \tilde{V}}{\partial \eta^2} \Big|_{\eta=0} \eta^2 + \delta W(\eta) \quad (59)$$

обращается в нуль, а для меньших Z^2/A становится отрицательной. В (59) η -масс-асимметричная деформация определяется как [104, 105]

$$\eta = 2 \frac{v_{\text{п}} - v_{\text{л}}}{v_{\text{п}} + v_{\text{л}}} = 2 \left(\frac{2M}{A} - 1 \right), \quad (60)$$

где $v_{\text{л}} \propto M$ и $v_{\text{п}} \propto A - M$ — объемы правой и левой частей делящегося ядра. На рис. 8, *а* сверху показаны сечения образования легких фрагментов σ_Z с фиксированными Z для $E_{\text{He}} \cong 60$ и 70 МэВ, а на рис. 8, *б* — высоты барьеров $E_f(Z)$, полученные из описания этих сечений по методу переходного состояния в [102], которые сравниваются с результатами расчета [103] по двум МЖК: с резким краем и параметрами [7] и с конечным радиусом действия ядерных сил [11]. Казалось бы, что информация на рис. 8 — очень веский аргумент в пользу последней, однако это далеко не так, если принять во внимание некоторые весьма спорные вопросы анализа в [102]. Во-первых, для более тяжелых фрагментов, чем $Z = 11$, сечение резко падает (ниже показанного предела чувствительности экспериментального метода $5 \cdot 10^{-8}$ б), и это означает, что $E_f(Z)$ при $Z > 11$ вырастет не менее, чем на 4 МэВ. Во-вторых, если следовать подходу [102], но учесть вклад ротационных мод в переходном состоянии, то значения $E_f(Z)$ возрастут, как показано на рис. 8, *б* светлыми кружками, уже в гораздо лучшем согласии с [7], чем с [11, 103].

В-третьих, в работе [102] оставлены без ответа поднятые ранее вопросы о применимости метода переходного состояния к распаду таких систем, как ${}^{110-112}\text{In}$, на очень асимметричные фрагменты, когда стираются различия

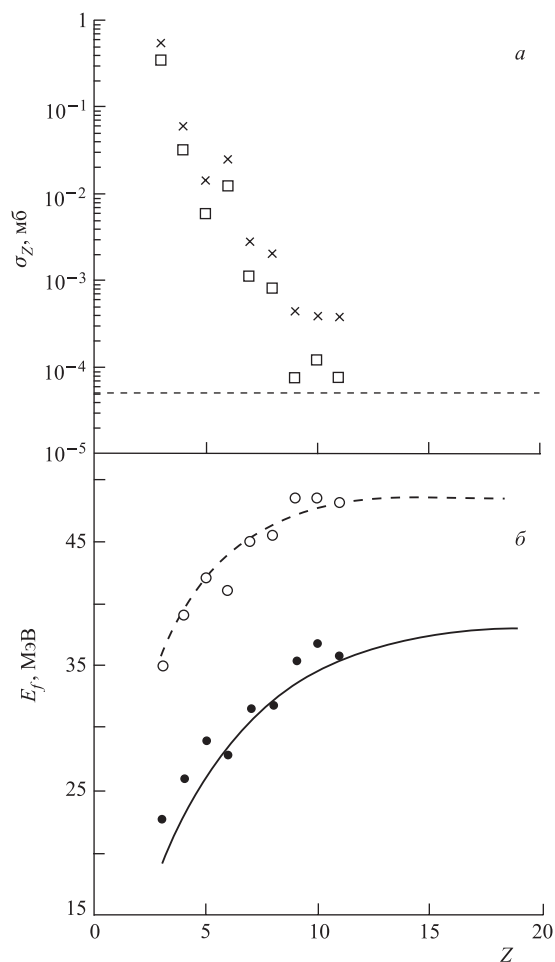


Рис. 8. Характеристики реакции $^{107}\text{Ag}(^3\text{He}, f)$. а) Сечения σ_Z как функции Z фрагментов: \square и \times — $E_{3\text{He}} \cong 60$ и 70 МэВ соответственно; штриховая линия — предел чувствительности экспериментального метода [102]. б) Высоты барьеров $E_f(Z)$: сплошная кривая — [11]; штриховая — [7] (согласно [103]); \bullet — результаты анализа [103]; \circ — оценка [32] (см. текст)

между процессами деления и эмиссии легких ядер [8]. Количественное описание, рассматривающее результаты [102] и других аналогичных экспериментов в рамках статистической модели эмиссии легких фрагментов возбужденными ядрами, дается в [106, 107]. Таким образом, привлечение результатов [102] рождает больше вопросов, нежели вносит ясность в обсуждаемую зависимость $E_f(Z, A)$.

Завершая обсуждение результатов о порогах деления, необходимо отметить, что вариант МЖК с размытым краем для сильно вращающихся ядер [101, 108] успешно применяется при описании вероятности деления и конкурирующих с ним процессов в реакциях с тяжелыми ионами [109, 110]. В то время как при использовании с той же целью аналогичного варианта МЖК с резким краем [111] возникают трудности [18, 112]. Между тем, как показал анализ [32], в противоположном случае малых угловых моментов таких трудностей нет. Напротив, как отмечалось, пороги $E_f(Z, A)$ модели [7] лучше соответствуют его результатам. По-видимому, при описании реакций с тяжелыми ионами недостаточно адекватно учитывается влияние больших угловых моментов, в частности вклад в $\rho(U, J)$ ротационных мод. На это соображение наталкивает также тот факт, что характеристики деления ядер, на которые угловой момент не оказывает такого значительного влияния, как на делимость, — массовые распределения, моменты энергетических распределений, выход нейтронов деления и др., в реакциях с легкими заряженными частицами и тяжелыми ионами удовлетворительно согласуются друг с другом [18, 28, 79, 81, 113]. Отметим, что экспериментальные данные о массовых дисперсиях σ_M^2 ближе к теоретическим предсказаниям [7] для жесткости ядер к масс-асимметричным вариациям формы [113], как и к результатам анализа $P_f(E^*)$ в [32].

Влияние углового момента на характеристики процесса деления — отдельная тема, выходящая за рамки данного обзора. Исключая этот фактор, в [32] с самого начала ограничились анализом того экспериментального материала о $P_f(E^*)$, для которого он не важен. Но и этот существенно облегчивший задачу прием сохранил зависимость результатов анализа от модели плотности уровней. Мы видели (рис. 8), что от того, учитывается или нет коэффициент ротационного увеличения плотности уровней, может зависеть выбор варианта модели для барьеров $E_f(Z, A)$, т. е. конечный итог исследований. В этой специфической ситуации тестом для такого выбора, как было показано, может служить лишь согласованность возможно более широкой совокупности экспериментальных данных и теоретических предположений.

3. ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР В ПЕРЕХОДНОЙ ОБЛАСТИ В РАЙОНЕ Ra (ПОРОГИ И СЕДЛОВЫЕ ФОРМЫ ПРИ СИММЕТРИЧНОМ И АСИММЕТРИЧНОМ ДЕЛЕНИИ)

3.1. Экспериментальная информация. Практически вся пригодная для анализа вероятности симметричного и асимметричного деления ядер в районе Ra экспериментальная информация получена с использованием прямых реакций (d, pf) , $(^3\text{He}, xf)$, где $x = p, d, t$ [34] и (t, pf) [35]. Удобные для анализа величины $P_{fi}(E^*)$ в таких реакциях измеряются непосредственно

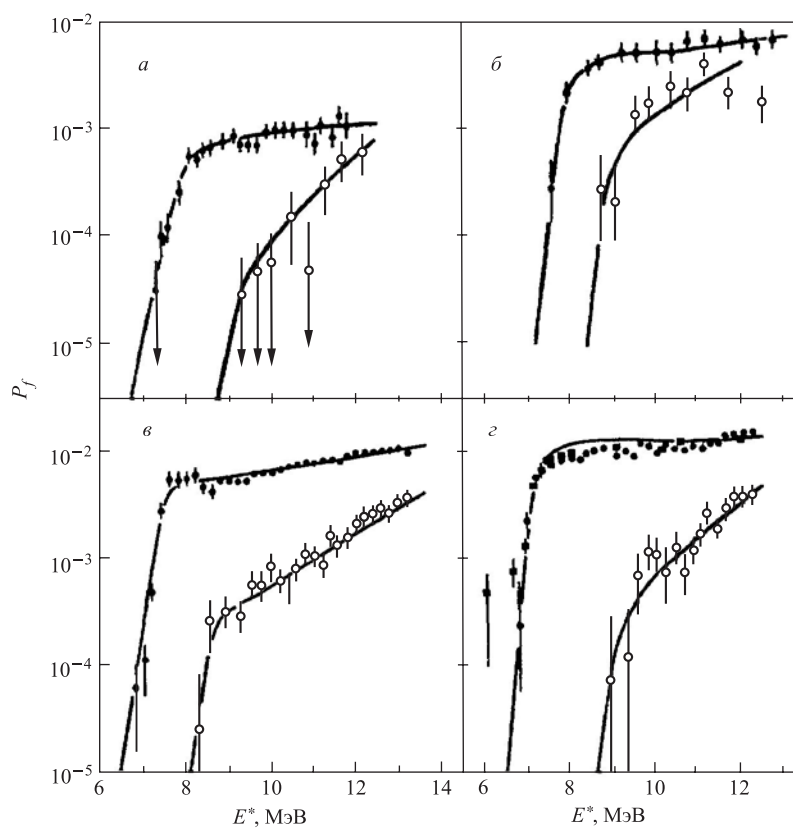


Рис. 9. Делимость ядер ^{227}Ra , $^{226-228}\text{Ac}$: а) $^{226}\text{Ra}(d, p)^{227}\text{Ra}$; б) $^{226}\text{Ra}(^3\text{He}, t)^{226}\text{Ac}$; в) $^{226}\text{Ra}(^3\text{He}, d)^{227}\text{Ac}$; г) $^{226}\text{Ra}(^3\text{He}, p)^{228}\text{Ac}$. ●, ○ — экспериментальные данные работы [34]; ■ — [114] (на рис. г экспериментальные значения [34] для ^{228}Ac увеличены в 4,5 раза). Темные точки — асимметричная компонента, светлые — симметричная. Кривые — результаты расчета с параметрами из табл. 2

в опыте. Для наиболее благоприятных при статистическом описании нечетных и нечетно-нечетных делящихся ядер экспериментальные данные о $P_{fi}(E^*)$ [34, 114] приведены на рис. 9.

Наилучшими, по мнению авторов [27], являются данные о делимости ядра ^{227}Ac , изученного в трех реакциях: $^{226}\text{Ra}(^3\text{He}, df)$ в районе порогов [34] (рис. 9), а также $^{226}\text{Ra}(p, f)$ [115, 116] и $^{227}\text{Ac}(\gamma, f)$ [117] при $E^* > E_{fi}$. В этих работах были получены результаты, удовлетворительно согласующиеся между собой как по полной делимости, так и по соотношению между $P_{fi}(E^*)$.

Ядро ^{226}Ac исследовалось только в реакции $^{226}\text{Ra}(^3\text{He}, tf)$ [34]. Результаты измерений для него, как видно из рис. 9, имеют существенно большую погрешность, чем в предыдущем случае.

Деление ^{228}Ac изучали в трех реакциях: $^{226}\text{Ra}(^3\text{He}, pf)$ [34], $^{227}\text{Ac}(n, f)$ [114] от порога (только полное сечение деления нейтронами) и $^{226}\text{Ra}(d, f)$ при $E^* - E_f \geq 6$ МэВ [118]. Полные делимости в первых двух реакциях расходятся в 4–5 раз, результаты третьей поддерживают более высокие значения делимости, полученные в эксперименте с нейтронами [114]. Последние, кроме того, ближе к $P_f(E^*)$ для соседних ядер ^{226}Ac и ^{227}Ac и лучше укладываются в закономерности, описываемые систематикой [119]. Руководствуясь изложенным, в [27] увеличили оригинальные данные [34] о $P_{fi}(E^*)$ ^{228}Ac в 4,5 раза так, чтобы они согласовались с нейтронными, как показано на рис. 9, г.

Значения $P_{fa}(E^*)$ для реакции $^{227}\text{Ac}(n, f)$ получены из экспериментальных сечений $\sigma_f(E^*)$ с зависимостью $\sigma_c(E^*)$ для ядра ^{232}Th из [120] и отношением $P_{fs}(E^*)/P_{fa}(E^*)$ из [34].

Для ядра ^{227}Ra имеются данные о $P_{fi}(E^*)$ для двух реакций $^{226}\text{Ra}(d, pf)$ [34] и $^{226}\text{Ra}(n, f)$ [121]. Они неплохо согласуются между собой по абсолютным значениям $P_f(E^*)$ и несколько хуже по величине отношения $P_{fi}(E^*)$ в районе порогов. Поскольку в работе [121] для измерения относительных вкладов симметричного и асимметричного типов деления использовался непрямой метод, в [27] отдали предпочтение экспериментальным данным [34], которые приведены на рис. 9.

3.2. Результаты анализа делимости ядер. Результаты анализа представлены кривыми на рис. 9 и значениями параметров в табл. 2. Параметры нейтронного канала распада составных ядер достаточно хорошо известны: значения B_n брались из [122], Δ_{0N} и Δ_{0Z} для основных состояний — из [123], δW вычислялись согласно [7]. В табл. 2 даны необходимые для однокомпонентного описания значения Δ_0 , рассчитанные согласно

$$\Delta_{0g}^2 = \left[\Delta_{0N}^2 + \left(\frac{Z}{N} \right)^{1/3} \Delta_{0Z}^2 \right] \left[1 + \left(\frac{Z}{N} \right)^{1/3} \right]^{-1}. \quad (61)$$

Параметры для делительного канала невозможно задать с такой же точностью, как для нейтронного, и их приходится определять из подгонки расчетных кривых к экспериментальным данным о $P_{fi}(E^*)$.

На рис. 10 демонстрируется чувствительность описания делимости к параметрам переходных состояний ядер на примере характеристик деления ^{227}Ac . В отдельных частях его сплошные кривые соответствуют полному набору параметров в табл. 2 и совпадают с кривыми на рис. 9, а штриховые показывают, как изменяется описание при изменении одного из параметров, значения ко-

Таблица 2. Параметры барьера и описания делимости ядер (в МэВ)

Основное состояние ядра A		Каналы распада составного ядра											
		Нейтронный			Асимметричный делительный			Симметричный делительный					
Δ_{0g}	δW_g	B_n	Δ_{0n}	δW_n	E_{fa}	$\hbar\omega_a$	Δ_{0a}	δW_a	E_{fs}	$\hbar\omega_s$	Δ_{0s}	δW_s	
$^{226}\text{Ra}(d, p)^{227}\text{Ra} \rightarrow f$													
0,78	0,42	4,56	0,89	-0,01	7,95	1,0	0,97	-2,2	9,3	1,0	0,80	2,5	
$^{226}\text{Ra}(^3\text{He}, t)^{226}\text{Ac} \rightarrow f$													
0,71	-0,25	5,39	0,77	-0,33	7,80	0,55	0,80	-2,2	8,8	0,55	0,80	1,5	
$^{226}\text{Ra}(^3\text{He}, d)^{227}\text{Ac} \rightarrow f$													
0,76	0,02	6,53	0,71	-0,25	7,4	0,6	0,76	-1,0	8,5	0,6	0,83	1,5	
$^{226}\text{Ra}(^3\text{He}, p)^{228}\text{Ac} \rightarrow f$													
0,64	0,19	5,04	0,76	0,02	7,0	0,45	0,86	-1,0	8,8	0,45	0,73	2,5	

Примечание. 1. Для всех ядер в нейтронном и асимметричном делительном каналах $K_{\text{rot}} = 2\sigma_{\perp}^2$ и в симметричном $K_{\text{rot}} = \sqrt{\pi/2}\sigma_{\perp}^2$. 2. Везде параметр ϑ в (33) принят равным 0,5.

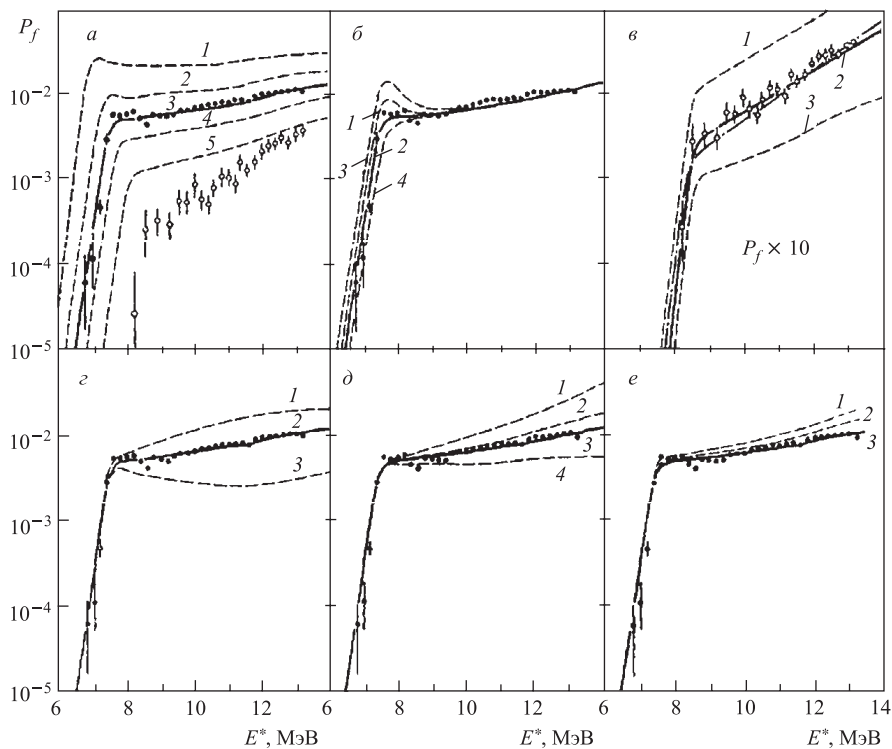


Рис. 10. Чувствительность описания к вариациям параметров модели: а) высоты барьера E_f (1 — $E_f = 6,9$ МэВ; 2 — $7,2$ МэВ; 3 — $7,4$ МэВ; 4 — $7,6$ МэВ; 5 — $7,9$ МэВ); б) параметра $\vartheta = U_0/\Delta$ (1 — $\vartheta = 0,75$; 2 — $0,5$; 3 — 1 ; 4 — 0); в) коэффициента ротационного увеличения плотности уровней $K_{\text{рот}}$ (1 — $K_{\text{рот}} = \sqrt{8\pi}\sigma_{\parallel}\sigma_{\perp}^2$; 2 — $K_{\text{рот}} = \sqrt{\pi/2}\sigma_{\parallel}\sigma_{\perp}^2$; 3 — $K_{\text{рот}} = \sigma_{\perp}^2$); г) корреляционной функции Δ_{0f} на барьере (1 — $\Delta_{0f}A^{1/2} = 10,0$ МэВ; 2 — $11,5$ МэВ; 3 — $14,0$ МэВ); д) оболочечной поправки на барьере δW_f (1 — $\delta W_f = 2,5$ МэВ; 2 — 0 МэВ; 3 — $1,0$ МэВ; 4 — $3,0$ МэВ); е) величины отношения асимптотических значений параметра плотности уровней в делительном и нейтронном каналах \tilde{a}_f/\tilde{a}_n (1 — $\tilde{a}_f/\tilde{a}_n = 1,1$; 2 — $1,05$; 3 — $1,0$). Точки — экспериментальные данные [34] о вероятности асимметричного (темные) и симметричного (светлые) деления ядра ^{227}Ac . Сплошные кривые — результаты расчета с параметрами из табл. 2; штриховые — с измененным значением одного из параметров. Штрихпунктирная кривая на рис. 10, в рассчитана с параметрами $K_{\text{рот}} = \sigma_{\perp}^2$, $E_{fs} = 8,35$ МэВ, $\Delta_s = 0,73$ МэВ, $\delta W_s = 5,0$ МэВ, остальные значения — из табл. 2

торых приводятся в подписи к рисунку. При этом другие параметры остаются неизменными, т. е. соответствуют варианту, данному в табл. 2. Рис. 10, *a* свидетельствует об очень высокой чувствительности описания делимости к высоте барьера деления E_f . Уже из качественного сопоставления семейства кривых на рис. 10, *a* с экспериментальными данными о $P_{fi}(E^*)$ очевидно, что их разница, как и самих порогов E_{fi} , легко оцениваемых по характерному излому, значительно больше экспериментальных погрешностей. Наибольшее влияние на описание околопорогового и подбарьерного участков $P_{fi}(E^*)$ оказывают вариации параметра ϑ в (33) и величины $K_{\text{пот}}$ согласно (30). Сдвиг соответствующих кривых на рис. 10, *b* и *в* в подбарьерной области энергий показывает, что и неопределенность анализа, обусловленная некоторой свободой в подборе параметров, также не идет ни в какое сравнение с разницей E_{fi} в табл. 2.

В нижней части рис. 10 рассмотрены вариации параметров, оказывающих влияние главным образом на поведение $P_{fi}(E^*)$ в надбарьерной области энергий. Сравнение кривых на рис. 10, *г* и *д* показывает, что изменения величин Δ_{0f} и δW_f приводят к довольно близким по характеру изменениям делимости. Если экспериментально изученный энергетический диапазон невелик, то легко ошибиться в выборе этих параметров. Благодаря его большой протяженности на рис. 9 и 10 авторы [27] не столкнулись в данном анализе со значительными трудностями такого рода. Но они, конечно, сказываются на погрешностях, которые в [27] оценили $\pm(0,5-1)$ МэВ для δW_f и 5% для Δ_{0f} .

Вариации отношения \tilde{a}_f/\tilde{a}_n в разумных пределах (1,0–1,1) не оказывают существенного влияния на описание делимости на околопороговом участке энергий (рис. 10, *e*). Влияние спинового фактора согласно (21), (22) еще слабее даже при изменении J_{max}^2 в два раза.

3.3. Параметры переходных состояний ядер. Анализ [27] продемонстрировал на примере ^{227}Ac (рис. 10), что ошибки измерений и неопределенности описания $P_{fi}(E^*)$ не ставят под сомнение главный вывод работ [34, 35] о различии порогов симметричного и асимметричного типов деления в области Ra. Для всех рассмотренных ядер, как и для ^{228}Ra [35], $E_{fs} - E_{fa} > 1$ МэВ. Погрешность этой разности $\pm 0,3$ МэВ. Проведенный анализ позволяет определить еще ряд важных характеристик переходных состояний симметричного и асимметричного типов деления ($K_{\text{пот}}^i$, δW_i , Δ_{0i} — употребляя индексы $i = s$ и a для обозначения характеристик отдельных типов деления, индекс f , отличающий делительный канал в целом от других каналов распада составного ядра, здесь опускается) и сравнить их с теоретическими предсказаниями. Подчеркнем, что информацию об этих величинах в отличие от порогов E_{fi} , определяемых фактически экспериментально по «излому» $P_{fi}(E^*)$, можно получить только в результате анализа, в котором они отыскиваются как параметры статистического описания.

Одно из наиболее важных отличий симметричного и асимметричного каналов деления — разная форма делящихся ядер в седловой точке. Следствия его, однако, не сводятся к коэффициенту 2 в пользу P_{fa} , как это было бы согласно (30б) и (30в), если бы ядра в процессе деления сохраняли аксиальную симметрию. Расчеты потенциальной энергии с учетом γ -деформации [25, 40] показали, что энергетически более выгодной для масс-симметричного деления ядер в области Ra–U является траектория через аксиально-асимметричную седловую точку. При γ -деформации ядра утрачивают симметрию вращения, сохраняя симметрию поворота на 180° . Описание P_{fs} в работе [27] (для ^{228}Ra в [35]) выполнено в предположении D_2 -симметрии для формы ядра в седловой точке. В соответствии с (30в) и (30г) в этом случае за счет $K_{\text{рот}}^i$ получает преимущество не P_{fa} , а, наоборот, P_{fs} в $\sqrt{\pi/8\sigma_{||}}$ раз. Параметр $\sigma_{||}(E^*)$ для $1 < E^* < 10$ МэВ изменяется в пределах ~ 3 –8 [75], которым соответствуют пределы для изменения $K_{\text{рот}}^s/K_{\text{рот}}^a \approx 2$ –5.

Можно ли отвергнуть противоположное теоретическому предсказанию предположение $\gamma = 0$, $K_{\text{рот}}^s = \sigma_{\perp}^2$? Оказывается, что в этом случае удастся подобрать вариант, показанный на рис. 10, *в* штрихпунктирной кривой, который по формальным признакам нельзя квалифицировать как не согласующийся с экспериментальными данными о P_{fs} для ^{227}Ac . Однако для компенсации отсутствующего в описании $K_{\text{рот}}^s$ фактора $\sqrt{\pi/2\sigma_{||}} \approx 4$ –10 приходится так изменять другие параметры ($\Delta_{0s} = 0,73$ МэВ $< \Delta_{0g}$ и $\delta W_s = 5,0$ МэВ), что данный вариант необходимо отвергнуть как несостоятельный.

Разница в скорости изменения $P_{fi}(E^*)$ в надпороговой области энергий обеспечивается не только отношением $K_{\text{рот}}^s/K_{\text{рот}}^a = \sqrt{\pi/8\sigma_{||}}$, но и разной величиной оболочечных поправок, которые имеют для симметричного и асимметричного типов деления разный знак: $\delta W_s > 0$, $\delta W_a < 0$. Если усреднить значения δW_i в табл. 2 по трем изотопам Ac, то получим $\delta \bar{W}_s = 1,8$ МэВ и $\delta \bar{W}_a = -1,4$ МэВ. Средние для тех же ядер значения корреляционных функций составляют $\bar{\Delta}_{0s} \cong \bar{\Delta}_{0a} = 0,79$ МэВ и $\bar{\Delta}_{0g} = 0,70$ МэВ. Их отношение 1,1 находится в согласии с результатами других работ [69].

Вопрос о различии седловых параметров α_j^i , в число которых необходимо включить и параметр гексадекапольной деформации α_4 , поскольку $\alpha_4^s > 0$ и $\alpha_4^a < 0$ [39], важен и для структуры E_{fi} . В связи с этим лишь укажем, что средние для изотопов Ac оболочечные поправки отличаются больше, чем пороги, а именно: $\delta \bar{W}_s - \delta \bar{W}_a \cong 3,2$ МэВ, а $E_{fs} - E_{fa} \cong 1,3$ МэВ. Отсюда следует противоположный знак разности жидкокапельных составляющих $\bar{V}_s - \bar{V}_a \cong -1,9$ МэВ. Эта величина формируется разницей как минимум четырех указанных выше параметров деформации.

В [27] показали, что различия параметров E_{fi} , δW_i и др. связаны между собой, однако анализ этой связи нельзя осуществить при нынешнем состоянии экспериментальных данных. Но и при наличии таковых он будет ну-

ждаться в гораздо более полной теоретической информации, прежде всего о многопараметровой зависимости энергии деформации.

4. ОПИСАНИЕ И АНАЛИЗ ШАНСОВОЙ СТРУКТУРЫ СЕЧЕНИЯ ЭМИССИОННОГО ДЕЛЕНИЯ НЕЙТРОНАМИ АКТИНИДНЫХ ЯДЕР НА ПРИМЕРЕ $^{233-238}\text{U}$ И ^{237}Np

4.1. Входной канал. Механизмы распада. Расчеты сечений деления в [45] проводились по программе STAPRE [124], в которой реализован формализм Хаузера–Фешбаха [125], учитывающий законы сохранения момента и четности при всех способах распада ядер (деление, эмиссия нейтронов и γ -квантов). Как и в [44, 46], при этом использовались нейтронные коэффициенты прилипания $T_{lj}(E_n)$ (9)–(11) из [120] и описание предравновесной эмиссии нейтронов согласно экситонной модели, впервые предложенной Грифффином [126] и получившей дальнейшее развитие в работах Бланна [127, 128]. Соотношения для сечения предравновесной эмиссии нейтронов даны в [124, 129].

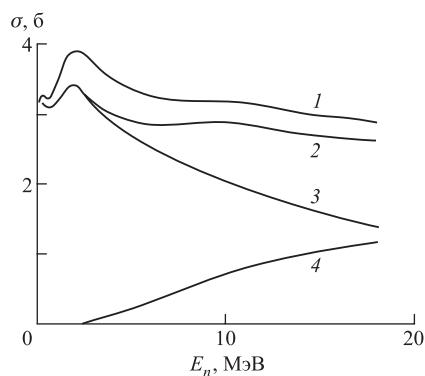


Рис. 11. Результаты расчетов нейтронных сечений для входного канала реакции $^{238}\text{U} + n$ (1 — σ_r ; 2 — σ_{abs} ; 3 — σ_c ; 4 — σ_{peq})

На рис. 11 показаны характеристики, определяющие входной канал и предполагаемый механизм реакций (сечение реакции и его составляющие):

$$\begin{aligned} \sigma_r &= \sigma_{\text{abs}} + \sigma_{\text{dir}}, & \sigma_{\text{abs}} &= \sigma_c + \sigma_{\text{peq}}, \\ \sigma_{\text{peq}} &= \tilde{q}\sigma_{\text{abs}}, & \sigma_c &= (1 - \tilde{q})\sigma_{\text{abs}}, \end{aligned} \quad (62)$$

где σ_{abs} — сечение поглощения нейтронов; σ_{dir} — сечение прямого возбуждения низколежащих уровней при неупругом рассеянии нейтронов; σ_c — сечение образования составного ядра; σ_{peq} и \tilde{q} — сечение предравновесной эмиссии нейтронов и его доля в σ_{abs} .

Все величины в (62) являются функциями энергии нейтронов, причем соотношение между σ_c и σ_{peq} , точнее говоря \tilde{q} , определяется средним квадратом матричного элемента для двухквaziчастичного взаимодействия экситонной модели, выбранного в виде

$$\langle |M|^2 \rangle = 10A^{-3} \text{ МэВ}^2 \quad (63)$$

в соответствии с анализом [44] спектров нейтронов из реакций $^{238}\text{U}(n, xn')$.

В широкой окрестности порога эмиссионного деления нейтронами $\sigma_r \approx \sigma_{\text{abs}}$ 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 приобретает ступенчатый характер с участками плато на каждом уровне (8) 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» $\sigma_{\text{abs}} \cong \sigma_c(\tilde{q} \cong 0)$.

4.2. Плотность ядерных уровней. При статистическом описании сечений деления в предыдущих работах использовано практически все разнообразие представлений о плотности внутренних возбуждений $\rho_{\text{вн}}(U, J)$: модели постоянной температуры и ферми-газа, сверхтекучая модель [67], комбинаторные расчеты [130], гибридные подходы, объединяющие в одном описании разные модели [131, 132]. Это один из основных источников расхождений результатов расчетов и шансового анализа $\sigma_f(E_n)$.

В работах [45, 133] авторы попытались избавиться от эмпиризма в статистическом описании $\rho_{\text{вн}}(U, J)$. 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 [2] и плотности внутренних возбуждений по сверхтекучей модели [67]. При этом в параметризации формы ядра и выборе параметров теории (параметров среднего поля, модели жидкой капли, констант парного взаимодействия и др.) в [45, 133] следовали работам [22, 39].

В расчетах $\rho_{\text{вн}}(U, J)$ использовалось приближение малых угловых моментов. Формулы для расчета по сверхтекучей модели с дискретным набором одночастичных состояний даны в [45, 67]. Выражения ОСМ (26), (28), учитывающие вклады вибрационного (29) и ротационного (30) увеличения для различных форм симметрии ядра, использовались для описания плотности уровней ядер с равновесной деформацией и плотности переходных состояний на вершинах внутреннего и внешнего горбов деления.

На рис. 12 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

$$\rho_{\text{полн}}(U) = \int_0^{\infty} \rho(U, J) dJ = 2\sigma_{\perp}^2 \rho(U, 0). \quad (64)$$

Гистограмма получена подсчетом числа известных дискретных уровней E_{ν} [134] без ограничений по спину и четности, значение $\rho_{\text{полн}}(B_n)$ вычислено согласно (64) из данных о среднем расстоянии между нейтронными

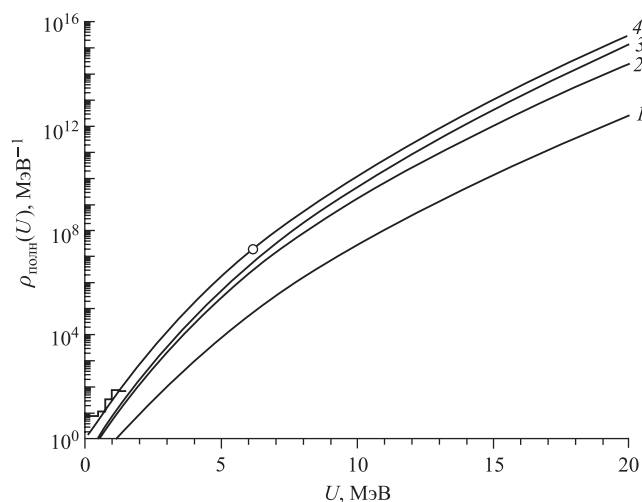


Рис. 12. Полная плотность уровней $\rho_{\text{полн}}(U)$ ядра ^{238}U при равновесной деформации. Гистограмма — плотность низколежащих дискретных уровней [134]; \circ — $\rho_{\text{топ}}(B_n)$. Сплошные кривые: 1 — $K_{\text{кол}} = 1$; 2 — $K_{\text{кол}} = K_{\text{рот}} = \sigma_{\perp}^2$; 3 — $K_{\text{кол}} = \sigma_{\perp}^2 K_{\text{виб}}$; 4 — кривая 3, дополнительно умноженная на константу \tilde{c}

резонансами [135]. Кривые на рис. 12 соответствуют разным значениям коэффициента коллективного увеличения $K_{\text{кол}} = \rho(U, J) / \rho_{\text{вн}}(U, J)$: 1 — $K_{\text{кол}} = 1$, 2 — $K_{\text{кол}} = K_{\text{рот}} = \sigma_{\perp}^2$, 3 — $K_{\text{кол}} = \sigma_{\perp}^2 K_{\text{виб}}$, 4 — кривой 3, дополнительно умноженной на константу \tilde{c} . В среднем она составляет 2,5 для четно-четных ядер урана ($A = 234, 236, 238$), 1,5 для нечетных (233, 235, 237, 239) и 1 для нечетно-нечетного ядра нептуния (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 $\rho_{\text{полн}}(B_n)$ требует дополнительного умножения на $\tilde{c} > 1$. Происхождение несоответствия между экспериментальной и теоретически рассчитанной плотностью уровней, устраняемого в [45] с помощью нормирующего множителя \tilde{c} , обсуждается также в работах [136, 137]. Причину его появления можно связывать с недостаточной точностью расчета любого из сомножителей (28). Практически неотличима от кривой 4 на рис. 12 плотность уровней ядра ^{238}U , полученная в [137] из комбинаторных расчетов при $U \leq 3$ МэВ и из расчетов, подобных [45] при $U \geq 3$ МэВ.

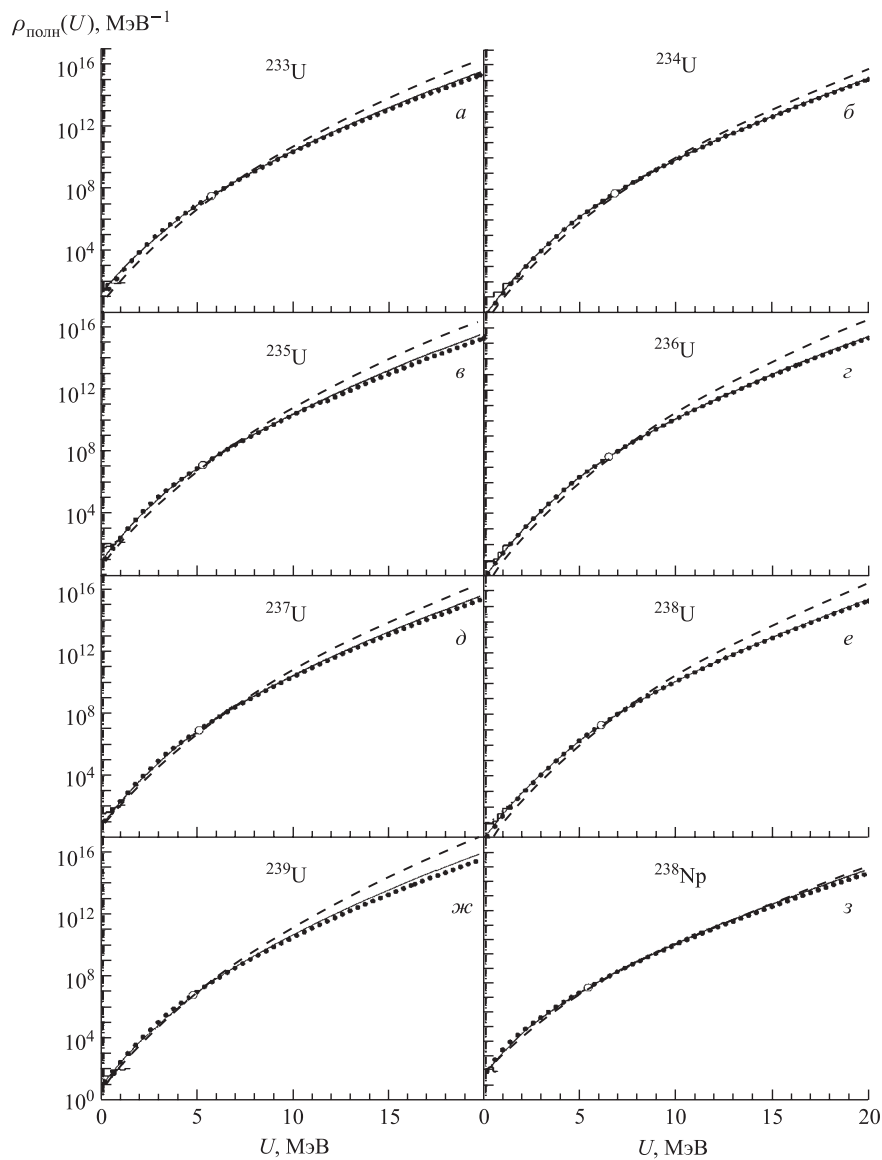


Рис. 13. Полная плотность уровней $\rho_{\text{полн}}(U)$ ядер $^{233-239}\text{U}$ и ^{238}Np при равновесной деформации. Гистограмма — плотность низколежащих дискретных уровней [134]; \circ — $\rho_{\text{полн}}(B_n)$. Сплошные кривые — расчет плотности уровней по микроскопической модели [45] (расчет для ^{238}U соответствует кривой 4 на рис. 12); штриховые — расчет по систематике ОСМ [66]; точечные — расчет по феноменологической модели ОСМ [88] с дополнительным умножением на коэффициент \tilde{c} (см. текст)

Систематика ОСМ удачно использована при описании и анализе делимости доактинидных ядер в районе Pb и легче [9, 32] (см. разд. 2), также была апробирована (и не без успеха) на ядрах в районе Ra [27, 75] (см. разд. 3) — на стыке актинидов и доактинидов. 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. 13. 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. 13 штриховые кривые систематики ОСМ ($\Delta_0 = 12/\sqrt{A}$ и с \tilde{a} , подогнанной под экспериментальную точку при $U = B_n$) проходят круче микроскопической плотности уровней $\rho_{\text{полн}}^{\text{MC}}(U)$, так что при малых U оказываются почти на порядок ниже гистограммы. Это означает несогласованность дискретной и непрерывной частей в (11). По этой причине возникает трудность одновременного описания $\sigma_f(E_n)$ в районе порога и в области плато. Характерной иллюстрацией такой трудности может служить пример, связанный с циклом работ [44, 46, 53, 138]. Авторы [138] начинали с систематики ОСМ, а кончили гибридной моделью [44, 46, 53]. В такой модели функция $\ln \rho_{\text{tot}}(U)$ 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 [88]. В ней используются эффективные значения корреляционной функции Δ_0 согласно (61) (здесь и далее индекс g опущен), где Δ_{0Z} и Δ_{0N} берутся из полумикроскопических расчетов Вдовина и др. [123], $\delta W(Z, N)$ согласно [7], а $\bar{\alpha} = \tilde{a}/A = 0,084 \text{ МэВ}^{-1}$ есть среднее по результатам подгонки к экспериментальным данным о $\rho_{\text{полн}}(B_n)$ 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 $\bar{\alpha} = 0,084 \text{ МэВ}^{-1}$ (Δ_0 (61) с Δ_{0Z} и Δ_{0N} из [123], $\delta W(Z, N)$ согласно [7]) к резонансной точке умножением на константу \tilde{c} дает среднее значение $\langle \tilde{c} \rangle = 2,53$ для четно-четных и 1,48 для нечетных ядер. Подобная процедура для нечетно-нечетных ядер, как следовало ожидать, определила значение $\langle \tilde{c} \rangle = 1,04$, близкое к единице. Таким образом, построенная систематика, как видно на рис. 13, дает плотность уровней (точечные кривые), близкую к микроскопическим расчетам (сплошные кривые).

4.3. Выбор объекта для шансового анализа. Знание шансовой структуры сечения деления необходимо, например, для анализа таких характеристик,

как форма спектров, средние энергии, средняя множественность мгновенных нейтронов, сопровождающих эмиссионное деление актинидных ядер [54–56, 63]. 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. Данные о сечениях деления имеются для изотопов урана и плутония. В [45] отдали предпочтение первым, поскольку для них больше экспериментальных данных о других характеристиках процесса деления [54, 55, 139, 140]. Кроме того, параметры их потенциального барьера достаточно благоприятны для анализа, поскольку [16, 17, 25, 42, 43]:

а) внутренний горб \widehat{A} зеркально-симметричен, но аксиально-асимметричен ($N \geq 142$);

б) внешний горб \widehat{B} , напротив, аксиально-симметричен, но зеркально-асимметричен;

в) разность высот горбов $\delta_{\widehat{AB}} = E_{f\widehat{A}} - E_{f\widehat{B}}$ уменьшается с уменьшением Z , причем в среднем для изотопов U $\delta_{\widehat{AB}} \leq 0$, для Pu $\delta_{\widehat{AB}} > 0$.

Свойства а) и в) обеспечивают неравенство $T_{\widehat{A}} \gg T_{\widehat{B}}$, которое, как отмечалось в связи с (12), (13), приводит к $T_f \cong T_{\widehat{B}}$ и, как следствие, к уменьшению чувствительности описания $\sigma_f(E_n)$ к параметрам горба \widehat{A} . Чем сильнее указанное неравенство, тем физическая картина, по крайней мере в надбарьерной области E_n , ближе к случаю «эфффективного» одnogорбого барьера [27].

Для противоположного случая характерна менее благоприятная ситуация. Во-первых, в силу того что $\delta_{\widehat{AB}} > 0$, порог определяется $E_{f\widehat{A}}$, а в силу того что $K_{\text{рот}}^{\widehat{A}}$ согласно (30г) и (30д) больше, чем $K_{\text{рот}}^{\widehat{B}} = 2\sigma_{\perp}^2$, сечение в области первого плато и еще больших E_n сложно зависит и от $E_{f\widehat{A}}$, и от $E_{f\widehat{B}}$. Во-вторых, анализ, проводимый в [30], ставит под сомнение корректность адиабатической оценки $K_{\text{рот}}$ в указанных случаях для интересующего диапазона энергий (см. также [87]). Наконец, сами расчеты одночастичного спектра, а с ними и $\rho_{\text{вн}}(U, J)$ существенно усложняются с учетом аксиальной асимметрии ядра.

Выбор сечения деления ядра ^{237}Np , для которого нет информации о $\sigma_f(E_n)$ для цепочки соседних с ним изотопов, сделан в качестве примера трудного объекта для анализа его шансовой структуры.

4.4. Полумикроскопические расчеты энергии деформации. В расчетах энергии деформации $V(\alpha) = V(\alpha, \alpha_1, \alpha_4)$ в [45], проводившихся в соответствии с [2, 22, 39], использовалась параметризация формы ядра с помощью оваловидов Кассини, в которой учитывались три типа параметров деформации:

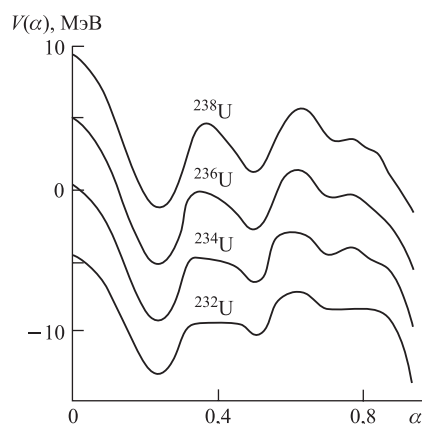


Рис. 14. Расчетные барьеры деления для четно-четных изотопов U

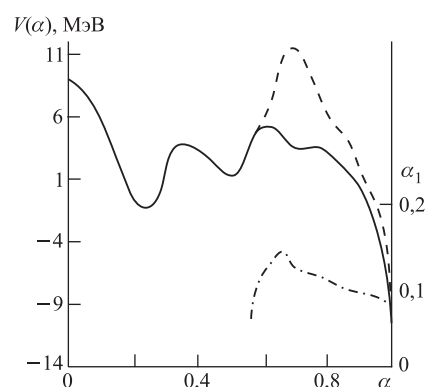


Рис. 15. Влияние октупольной деформации α_1 на форму барьера деления $V(\alpha)$ ядра ^{236}U . Сплошная кривая — расчет $V(\alpha)$ с минимизацией по α_1 , штриховая — расчет с $\alpha_1 = 0$, штрихпунктирная — значения $\hat{\alpha}_1$, соответствующие дну долины деления, для области внешнего горба \hat{B}

2–4 раза. В расчетах $\sigma_f(E_n)$ эти величины должны остаться в качестве свободных параметров.

На рис. 16 для ядра ^{239}U кроме кривой барьера $V(\alpha)$ и ее составляющей $\delta W(\alpha)$ (оболочечной поправки) приведены значения корреляционных функций для протонной (Δ_{0Z}) и нейтронной (Δ_{0N}) компонент, вычисленные для отдельных α ($\alpha_1 = \hat{\alpha}_1$, $\alpha_4 = \hat{\alpha}_4$) и соединенные отрезками ломаной линии.

α — основной (квадрупольной) деформации, характеризующей удлинение ядра, α_1 — октупольной (масс-асимметричной), α_4 — гексадекапольной. Параметры, соответствующие долине деления, т. е. $\min V(\alpha, \alpha_1, \alpha_4)$ при фиксированных значениях α , будем обозначать $\hat{\alpha}_1$ и $\hat{\alpha}_4$. На рис. 14 представлены барьеры деления, т. е. $V(\alpha, \hat{\alpha}_1, \hat{\alpha}_4) = V(\alpha)$, для четно-четных изотопов урана. Показана зависимость потенциальной энергии $V(\alpha)$ от основной делительной (квадрупольной) деформации α , характеризующей удлинение ядра. При этом параметры октупольной ($\alpha_1 = \hat{\alpha}_1$) и гексадекапольной ($\alpha_4 = \hat{\alpha}_4$) 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. 15 на примере ядра ^{236}U демонстрируется роль учета октупольной деформации сравнением $V(\alpha, \hat{\alpha}_1, \hat{\alpha}_4)$ с $V(\alpha, 0, \hat{\alpha}_4)$. Там же показана зависимость $\hat{\alpha}_1$ от α ($\alpha_4 = \hat{\alpha}_4$).

Разумеется, значения E_{fi} , которые следуют из проведенных в [45] 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 σ_f в области первого плато в

Там же показаны корреляционные функции эквивалентной однокомпонентной модели (61) [141].

Некоторая информация о плотности уровней $\rho(U, J, \alpha)$ дается в табл. 3. Напомним, что плотность уровней остаточного ядра ^{238}U в нейтронном канале распада возбужденного ядра ^{239}U показана на рис. 12.

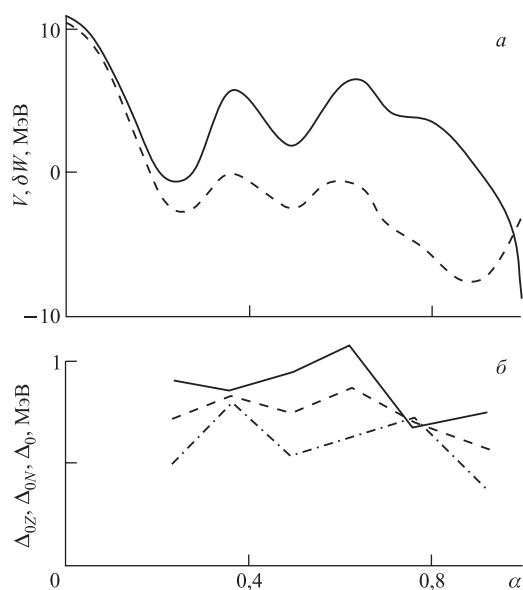


Рис. 16. а) Барьер деления $V(\alpha)$ ядра ^{239}U (сплошная кривая) и его оболочечная составляющая $\delta W(\alpha)$ (штриховая); б) корреляционные функции для протонной Δ_{0Z} (сплошная кривая) и нейтронной Δ_{0N} (штрихпунктирная) компонент, Δ_0 (штриховая) — эффективные значения однокомпонентной системы (61). Везде $\alpha_1 = \hat{\alpha}_1$ и $\alpha_4 = \hat{\alpha}_4$

Таблица 3. Средние параметры равновесного и переходных (\hat{A} и \hat{B}) состояний ядер

Состояние ядра	$\tilde{\alpha}/A, \text{МэВ}^{-1}$	$\Delta_0 \sqrt{A}, \text{МэВ}$	$\delta W, \text{МэВ}$
Равновесное	0,0885	11,5	—
Горб \hat{A}	0,091	13,8	-0,1*
		12,8	$\cong 0,0$
Горб \hat{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.

4.5. Примеры приложений. Результаты расчетов сечений реакций $(n, xn'f)$ и $(n, 2n')$ (рис. 17), а также спектров нейтронов в (n, xn') -процессах (рис. 18) для ядра-мишени ^{238}U сравниваются с экспериментальными данными [142–145]. В расчете $\sigma_f(E_n)$, конкретно при поиске E_{fi} , в [45] ориентировались на систематики и другую информацию о барьерах [16, 17, 25, 42, 43], которые используют наиболее полную совокупность данных о мгновенном и задержанном делении. Это же определило и выбор описания $K_{\text{рот}}^{\widehat{A}}$ в пользу (30д). В остальном в [45] следовали результатам те-

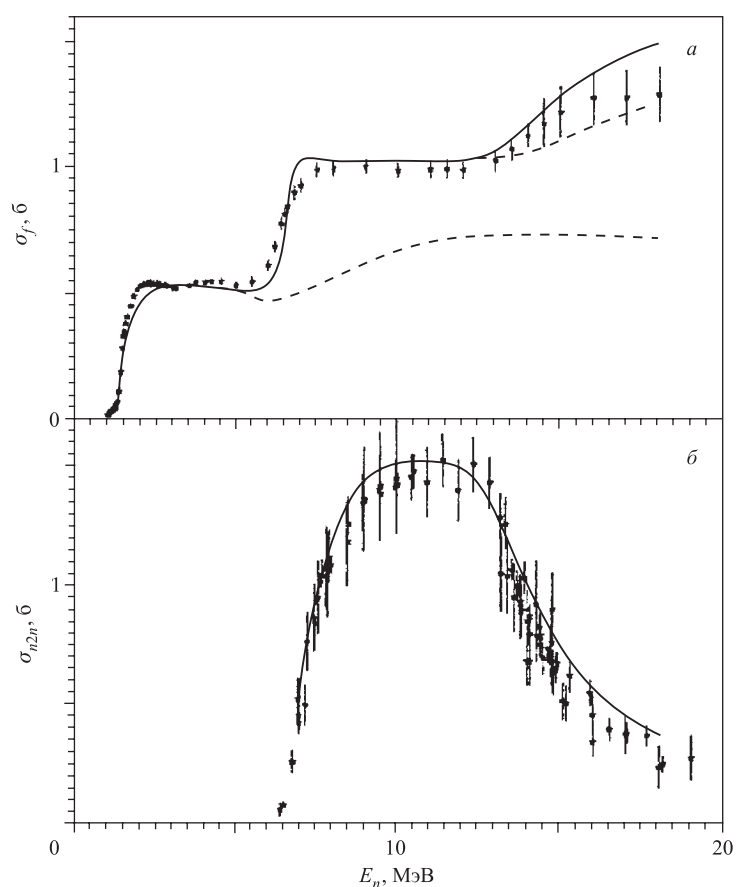


Рис. 17. а) Результаты теоретического описания сечения деления нейтронами ядра-мишени ^{238}U (сплошная кривая) и его составляющих σ_{f0} и $\sigma_{f0} + \sigma_{f1}$ (штриховые), * — стандартные значения сечения [142]; б) результаты теоретического расчета сечения реакции $^{238}\text{U}(n, 2n')$ (кривая) и экспериментальные значения из работы [145]

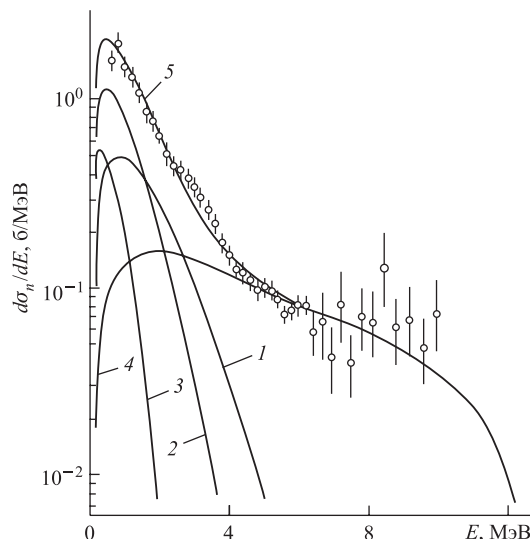


Рис. 18. Структура энергетического распределения неупругого рассеяния нейтронов $d\sigma_n(E)/dE$ на ядрах ^{238}U для энергии бомбардирующих нейтронов 14,3 МэВ. Точки — экспериментальные данные из работ [143, 144]. Кривые — результаты теоретических расчетов: 1–3 — спектры эмиссии первого-третьего нейтронов за счет равновесного механизма испарения; 4 — спектр первого предравновесного нейтрона; 5 — суммарный спектр

оретического описания $\rho(U, J, \alpha)$, показанным на рис. 12 и 13, в отличие от результатов аналогичных расчетов [44, 46, 53] с гибридной систематикой плотности уровней [132]. Под теоретической плотностью уровней понимают результаты расчетов $\rho_{\text{вн}}(U, J, \alpha)$ с реальным одночастичным спектром для заданной деформации ядра α , которые затем умножаются на $\tilde{c}K_{\text{кол}}(U, \alpha)$, где $K_{\text{кол}}(U, \alpha) = K_{\text{внб}}(U)K_{\text{рот}}(U, \alpha)$ следует (29) и (30), а \tilde{c} — нормировочный множитель, выбираемый в соответствии с обсуждением рис. 12, 13 и принимаемый не зависящим от α .

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.

На рис. 18 демонстрируется энергетическое распределение неупругого рассеяния нейтронов $d\sigma_n(E)/dE$ [143, 144] и его парциальные компоненты. Получено хорошее согласие с экспериментом.

4.6. Анализ сечений эмиссионного деления изотопов урана и нептуния в области $E_n < 20$ МэВ, $x < 3$. По сравнению с достигнутым на рис. 17, а описанием на практике выдвигаются 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 \widehat{B} (рис. 15), устраняется включением деформаций высших порядков (см. также [22, 39]). Еще сложнее ситуация в окрестности внутреннего горба \widehat{A} , требующая, как уже отмечалось, учета иных деформаций — аксиально-асимметричных [17, 22, 24, 25, 39]. Поэтому в [45] использовали аппроксимацию теоретических расчетов $\rho_{fi}(U, J, \alpha)$ по формулам феноменологического варианта ОСМ [66] (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. 3. В ней даются значения параметров, усредненные по цепочке исследованных изотопов $A = 233\text{--}239$, 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. 4.

На рис. 19 представлена зависимость $\sigma_f(E_n, A)$ для изотопов урана в области $E_n < 20$ МэВ и $A = 233\text{--}239$. Экспериментальная (в отдель-

Таблица 4. Высота горбов барьеров деления E_{fi} , МэВ

A	$E_{fi}^{\text{теор}*}$, [45]		Результаты анализа					
	$E_{f\widehat{A}}$	$E_{f\widehat{B}}$	[45]		[17]		[25]	
			$E_{f\widehat{A}}$	$E_{f\widehat{B}}$	$E_{f\widehat{A}}$	$E_{f\widehat{B}}$	$E_{f\widehat{A}}$	$E_{f\widehat{B}}$
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

* $E_{fi}^{\text{теор}} = V(\alpha_i) - V(\alpha_g) - \hbar\omega_g/2$, $\hbar\omega_g/2 = 0,5$ МэВ — энергия нулевых колебаний, g — индекс равновесного состояния ядер.

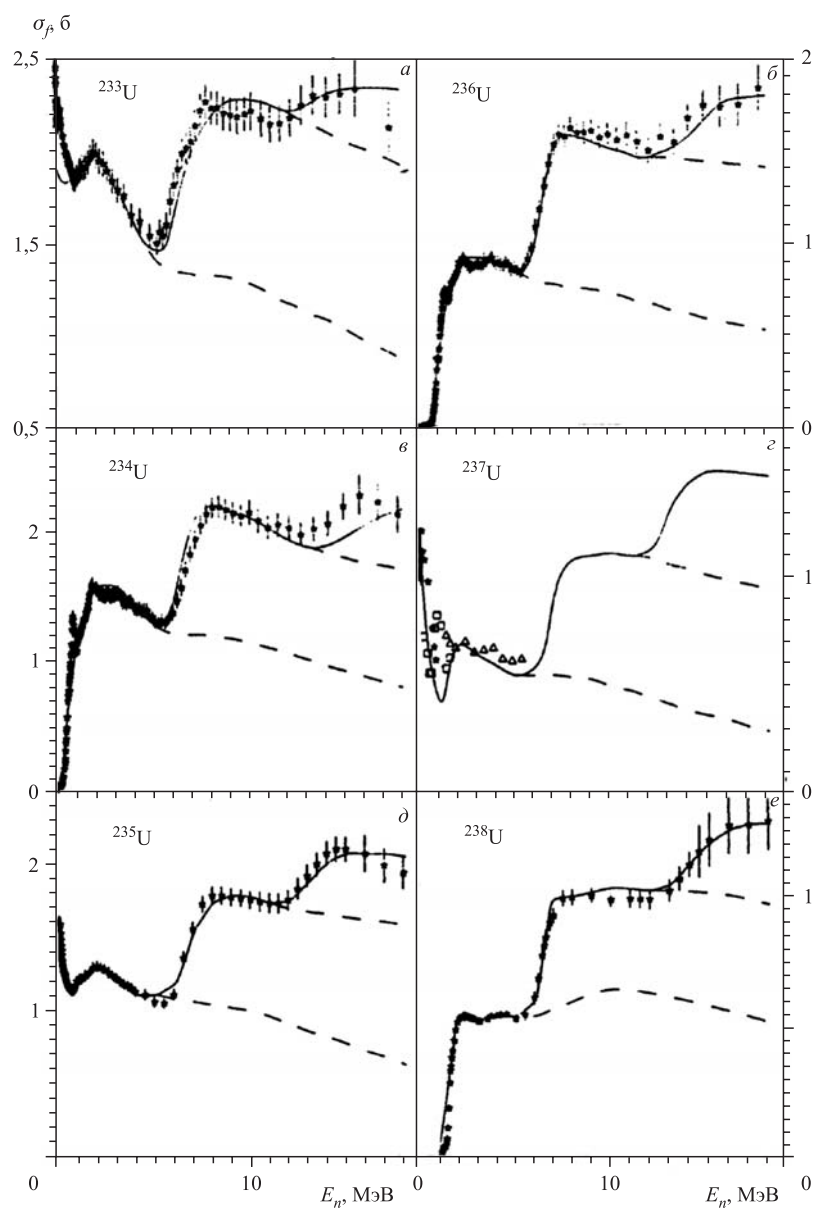


Рис. 19. Зависимость $\sigma_f(E_n, A)$ изотопов U. Точки — экспериментальные значения из [142, 146–153]; кривые — расчет

ных случаях косвенная) информация взята из [142, 146–153]. Для изотопов $^{235,238}\text{U}+n$ это стандарты нейтронных сечений [141]. Сплошные кривые описывают результаты расчета полных сечений деления $\sigma_f(E_n)$, штриховые — экстраполяции их составляющих: σ_{f0} , $\sigma_{f0} + \sigma_{f1}$ и т. п. В табл. 4 значения E_{fi} , отвечающие расчетным кривым на рис. 19, сравниваются с результатами теоретических расчетов $V(\alpha)$ [45] и с результатами, полученными из анализа сечений деления (или делимости) ядер урана в работах [17, 25]. Дополним их значениями E_{fA} и E_{fB} , полученными разными авторами при анализе вероятности фотоделения и приведенными в [16]: 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;
- в) свободных параметров много, и их истолкование утрачивает смысл.

Рис. 12, 13, 17 и 18 соответствуют промежуточной ситуации между а) и б), рис. 19 — между б) и в). Рассмотрим конкретнее параметры, представленные в табл. 3 и 4. Необходимо различать два вида подгонок, которые приводятся в работе [45].

Одна связана с аппроксимацией теоретической плотности уровней $\rho_{\text{вн}}(U, J, \alpha)$ функционалом феноменологического варианта ОСМ с тремя свободными параметрами \tilde{a} , Δ_0 , δW — функциями α . 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. 3, немного различаются для равновесного и переходных состояний ядер — в среднем примерно так, как следует из влияния поверхности ядра на \tilde{a} (55) [9, 67, 88]. 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 (27), но его нет в достаточно общей теоретической модели (см. подробности в [67]).

Изменения параметров Δ_0^i и δW_i для переходных состояний, потребовавшиеся для согласования расчетных сечений деления с экспериментальными (верхние и нижние значения в табл. 3), относительно невелики: для Δ_0^i менее 15%, для δW_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. 16, б) трансформировалось в $\Delta_0 \cong \Delta_0^B < \Delta_0^A$, хотя все значения в табл. 3 не более чем на 10% отличаются от известной феноменологической оценки $\Delta_0 = 12A^{-1/2}$ [68]. Укажем также, что масштаб отличий Δ_0^i и Δ_0 в анализе [45] и в работах [44, 46, 53, 138] приблизительно одинаковый. Они больше различаются

величиной оболочечных поправок для обоих переходных состояний. В указанном цикле работ принимались $\delta W_{f\hat{A}} = 2,5$ МэВ и $\delta W_{f\hat{B}} = 0,6$ МэВ в соответствии с систематиками E_{fi} [17, 42, 43], использующими одномерное описание барьера. В работе [45] значения на 1,5–2,5 МэВ меньше, и этим уточнением авторы обязаны проведенным здесь расчетам для трехмерной параметризации формы и энергии деформации ядра. Можно ожидать дальнейшего прогресса с увеличением числа учитываемых при расчетах параметров деформации α_n [20, 39]. По той же причине трудно сравнивать оболочечные поправки δW для равновесных состояний ядер, вычисленные в рамках теоретических расчетов и согласно формуле масс [7], в которой учитывается лишь квадрупольная деформация ядер. Поэтому ограничимся их полуколичественным сопоставлением. С точностью до небольших четно-нечетных различий ядер оболочечная поправка δW уменьшается с уменьшением A , составляя $-(1,35-1,65)$ МэВ в [7], $-(2,5-4,0)$ МэВ в теоретических расчетах $\delta W(\alpha)$, $-(1,5-3,5)$ МэВ при аппроксимации результатов теоретических расчетов $\rho_{\text{вн}}(U, J, \alpha)$ 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 \hat{B} (табл. 4). В связи с этим отметим, что для принятых нами предположений о симметрии горбов расчетная величина сечения деления в середине первого плато втрое менее чувствительна к изменению $E_{f\hat{A}}$, чем к $E_{f\hat{B}}$ при $\delta_{\hat{A}\hat{B}} = -0,1$ МэВ, и более чем на порядок в случае $\delta_{\hat{A}\hat{B}} = -0,3$ МэВ. Поэтому результаты анализа для внутреннего горба значительно менее надежны, чем для внешнего. Как и в других аналогичных работах, в [45] оцениваемая погрешность $E_{f\hat{B}} = \pm 0,2$ МэВ.

Таким образом, основным подгоночным параметром в этих расчетах была высота барьера, точнее горбов \hat{B} и \hat{A} , при выборе которых в [45] ориентировались на систематику [17]. Вариацией их, а также в небольших пределах параметров δW_f и $\delta\Delta_0^i$, определяющих энергетическую зависимость плотности уровней в переходном состоянии, в [45] добивались описания не только сечения $\sigma_f = \sigma_{f0} + \sigma_{f1} + \sigma_{f2}$ ядер A (например, ^{236}U и ^{239}U), но и $\sigma_{f0} + \sigma_{f1}$ ядер $A - 1$ (^{235}U и ^{238}U), σ_{f0} ядер $A - 2$ (^{234}U и ^{237}U) [45, 154].

Совместное описание сечений деления ядер A , $A - 1$ и $A - 2$ 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 [45, 154] ориентировались при оценке адекватности разложения полного сечения $\sigma_f(E_n)$ на отдельные шансы $\sigma_{fx}(E_n)$. Тест оказался весьма чувствительным и необходимым, в чем авторы убедились при анализе шансовой структуры сечения деления ядра ^{235}U . Светлыми точками на рис. 20 показаны данные о $\sigma_{f0}(E_n)$ для делящегося ядра ^{236}U , полученные из анализа корре-

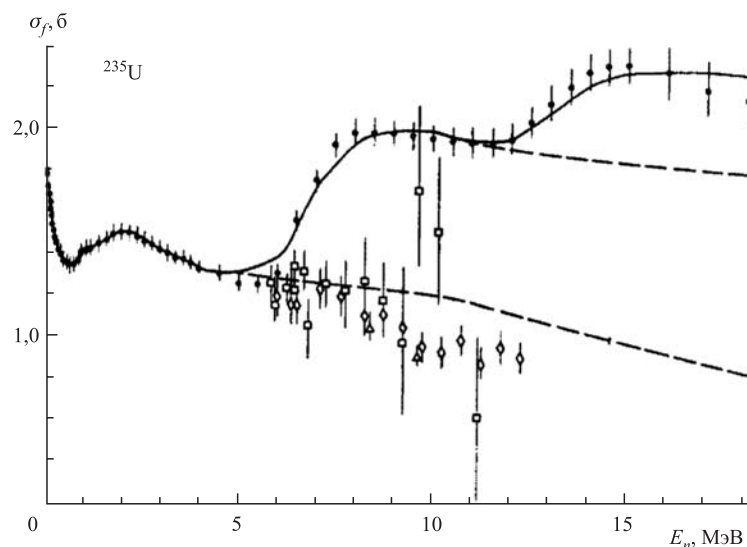


Рис. 20. Сечения деления σ_f и σ_{fx} нейтронами ядер-мишеней ^{235}U . ● — стандартные значения σ_f из [142]; ○ — данные о σ_{f0} : ◇ — [139], △ — [140], □ — [151]. Кривые — расчет: сплошные — σ_f ; штриховые — σ_{f0} и $\sigma_{f0} + \sigma_{f1}$

ляции средней энергии мгновенных γ -квантов $\bar{E}_\gamma(E_n)$ с $\bar{\nu}(E_n)$ [139], энергетической зависимости дисперсии массового распределения $\sigma_M^2(E_n)$ [140], выхода и средней энергии нейтронов в реакции $^{236}\text{U} + \gamma$ [151]. Они лежат несколько ниже штриховой кривой $\sigma_{f0}(E_n)$, и их описание было получено в [140] 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 [45, 154], но ценой расхождений экспериментальных сечений для ядер ^{234}U и ^{233}U с $\sigma_f(E_n)$. Только самосогласованное описание сечений деления для цепочки изотопов в рамках последовательного теоретического подхода, развитого в [45, 154], может служить достаточно надежным критерием правильности полученной шансовой структуры.

Сравнение результатов расчета $\sigma_f(E_n)$ в работе [45] и [44, 46], демонстрируемое на рис. 21 на примере $^{238}\text{U} + n$, показывает, что усовершенствование 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

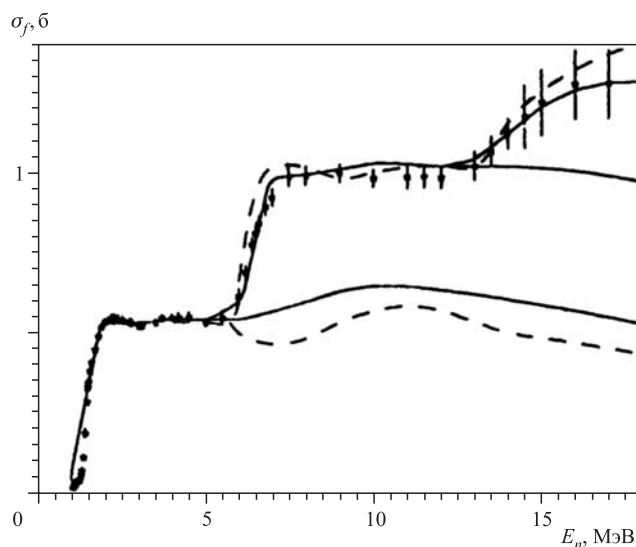


Рис. 21. Сравнение результатов расчетов [45] сечений деления нейтронами ядер мишени ^{238}U (сплошные кривые) с результатами расчетов [44] (штриховые). Точки — стандартные значения [142]

анализах — фактору, обеспечивавшему описание наблюдаемых сечений и для значительно более грубых моделей [49, 51, 153]. 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 связи с этим мы выделим на рис. 19 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 [155] или косвенные данные [146, 150–152]. 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. 19, представляет интерес и с другой точки зрения. Еще в [25] обращалось внимание на то, что делимость его в реакции (γ, 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 [45] 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 $^{238}\text{U}(n, n'f)$.

Сложность анализа $\sigma_f(E_n)$ 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. 22, где представлена выборка экспериментальных данных по сечению деления ^{237}Np из библиотеки EXFOR [156], в области второго шанса сечения деления наблюдается значительный разброс экспериментальных значений. Кроме того, практически нет проявления третьего шанса, что свидетельствует как бы об «угасании» шансовой структуры $\sigma_f(E_n)$ при высоких энергиях E_n . При описании сечения деления и разложении его на отдельные шансы в [63] ориентировались на систематику о барьерах деления [17], в которой используется наиболее полная совокупность данных о

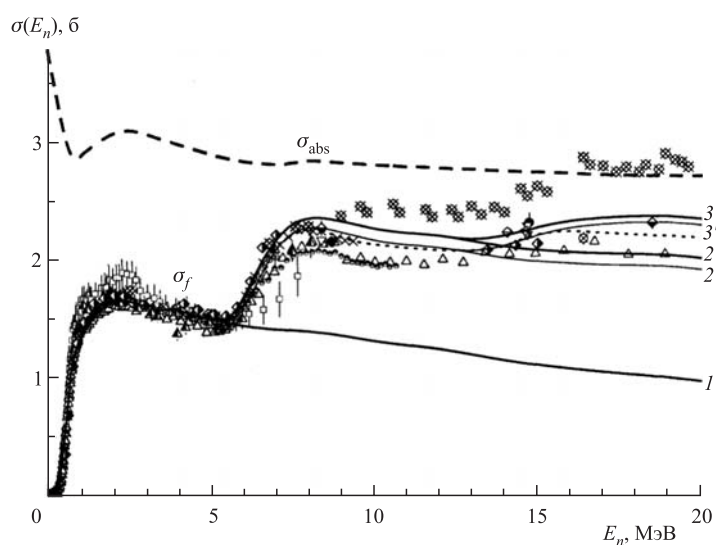


Рис. 22. Сечение поглощения нейтрона для ядра-мишени ^{237}Np (штриховая кривая) и сечение деления ^{237}Np . Точки — выборка экспериментальных значений из [156]; кривые: 1 — σ_{f238} ; 2 и 2' — $\sigma_{f238} + \sigma_{f237}$; 3 и 3' — $\sigma_{f238} + \sigma_{f237} + \sigma_{f236}$ (расчеты 1, 2, 3 и 1', 2', 3' отличаются значением барьера деления ^{237}Np во втором шансе (см. текст)); точечная кривая — оценка библиотеки ENDF/B-VI

Таблица 5. Высота горбов барьеров деления $E_{fi}(i = \widehat{A}, \widehat{B})$, МэВ

Ядро	^{238}Np	^{237}Np	^{236}Np
$E_{f\widehat{A}}$	6,1	5,7	5,8
$E_{f\widehat{B}}$	6,0	5,4 (5,6)	5,6

мгновенном и задержанном делении. В таком описании нет свободных параметров. Только улучшение ситуации с экспериментальной информацией о сечении деления на рис. 22 позволит провести тестирование используемых барьеров деления, приведенных в табл. 5.

Сплошными кривыми (1 — $\sigma_{f238}(E_n)$; 2 (2') — $\sigma_{f238}(E_n) + \sigma_{f237}(E_n)$; 3 (3') — $\sigma_{f238}(E_n) + \sigma_{f237}(E_n) + \sigma_{f236}(E_n)$) показаны результаты описания шансовой структуры сечения деления. Параметры горбов \widehat{A} и \widehat{B} даны в табл. 5. Расчетные кривые 2' и 3' соответствуют замене параметра $E_{f\widehat{B}} = 5,4$ МэВ для ^{237}Np (второй шанс деления) на значение 5,6 МэВ, приведенное в скобках. Это изменение в пределах погрешности $\pm 0,2$ МэВ определения барьеров деления изотопов нептуния в систематике [17]. В области второго шанса и начале третьей кривая 3' проходит близко к оценке сечения $\sigma_f(E_n)$ в библиотеке ENDF/B-VI [157] (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. 22 показано сечение поглощения нейтрона $\sigma_{\text{abs}}(E_n)$ входного канала реакции.

4.7. Экстраполяция в область глубокоэмиссионного ($E_n < 40$ МэВ, $x < 7$) деления. В работе [45] была сделана 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 $x_{\text{max}} = 0, 1, \dots, 6$. На рис. 23 представлены результаты расчетов сечения деления для $^{238}\text{U} + n$ до 40 МэВ. При проведении их в области $20 < E_n < 40$ МэВ в [45] 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 [120], обнаружившее удовлетворительное согласие расчетных и экспериментальных полных сечений до $E_n = 30$ МэВ [158].

На рис. 23, а сплошные кривые — сечение поглощения нейтронов $\sigma_{\text{abs}} = \sigma_r + \sigma_{\text{dir}}$ (см. рис. 11) и сечение деления, шансовая структура которого показана, как ранее (рис. 17, 19, 20), штриховыми кривыми. Экспериментальные данные в области $E_n = 15\text{--}35$ МэВ представляют собой значения, найденные

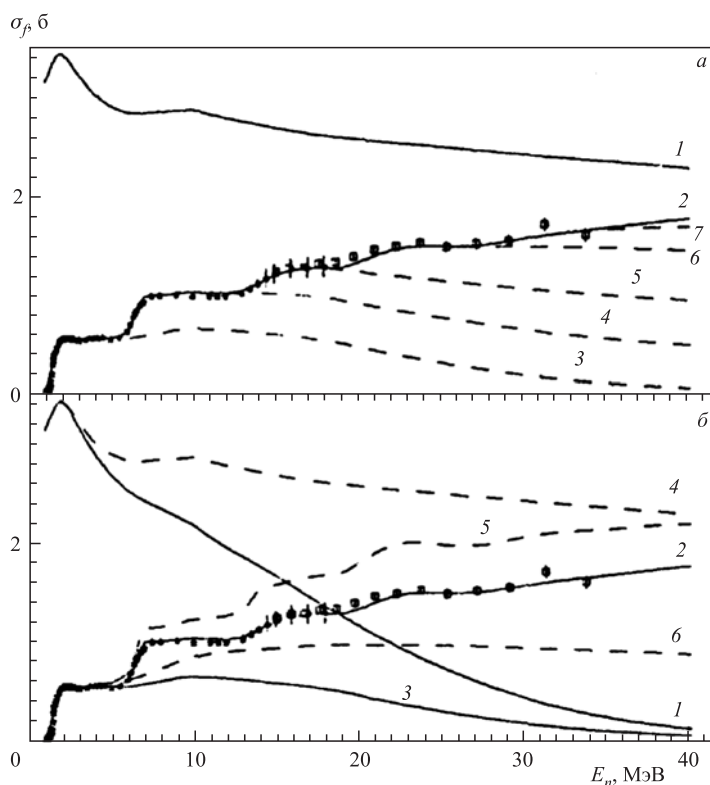


Рис. 23. Сечения разных процессов при взаимодействии $^{238}\text{U} + n$ как функции энергии бомбардирующих нейтронов E_n . * — стандартное сечение деления [142]; \circ — экспериментальные значения, полученные из данных [58, 147]; кривые — расчет: 1 — σ_{abs} [120]; 2 — σ_f ; 3, 4, ... — $\sigma_{f0} + \sigma_{f1}, \dots$ (a); 1 — $\sigma_c = \sigma_{\text{abs}}(1 - \tilde{q})$; 2 — σ_f ; 3 — σ_{f0} ; 4 — σ_c ; 5 — σ_f ; 6 — σ_{f0} для $\tilde{q} = 0$ (б)

из отношений сечений деления σ_{f8}/σ_{f5} ^{238}U и ^{235}U [147] и из зависимости сечения σ_{f5} [58]. На рис. 23, 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 (63) (сплошные кривые), т. е. без учета и с учетом неравновесного механизма эмиссии нейтронов соответственно.

Из теоретического описания и выполненного анализа $\sigma_f(E_n)$ (рис. 23) 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).

1. С увеличением E_n быстро уменьшается вклад распадов начальных компаунд-ядер, хотя делимость первого шанса $P_{f0} = \sigma_{f0}/\sigma_c$ 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 $\sigma_f(E_n)$.

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 σ_f/σ_c было бы уже близко к единице, тогда как в реалистических предположениях данного анализа для деления остается «резерв» $\sim 1/4\sigma_{\text{abs}}$. Иначе говоря, вклад неравновесной эмиссии нейтронов тормозит рост $\sigma_f(E_n)$, 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 в [45], 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 [45].

4.8. Включение затухания рогацонной моды и динамических эффектов при описании сечения деления актинидных ядер на примере изотопа ^{238}U . Заключение в п. 4.7 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 [120] для расчета сечений реакции входного канала ($\sigma_r, \sigma_{\text{abs}}$) 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. 24, набор параметров Янга [159] для деформированного потенциала, подобранный из условия наилучшего описания экспериментальных полных сечений σ_{tot} и сечений упругого рассеяния σ_{el} протонов и нейтронов в области энергий первичных частиц до 100 МэВ, дает более высокие значения $\sigma_{\text{abs}}(E_n > 20$ МэВ), чем расчет с параметрами Лагранжа [120].

В работе [161] при описании сечения деления изотопов $^{232-236,238}\text{U}$ нейтронами с энергиями до 100 МэВ в рамках статистической модели с использованием $\sigma_{\text{abs}}(E_n)$ потенциала Янга [159] (сплошная кривая на рис. 24) столкнулись с трудностью воспроизведения абсолютного уровня эксперимен-

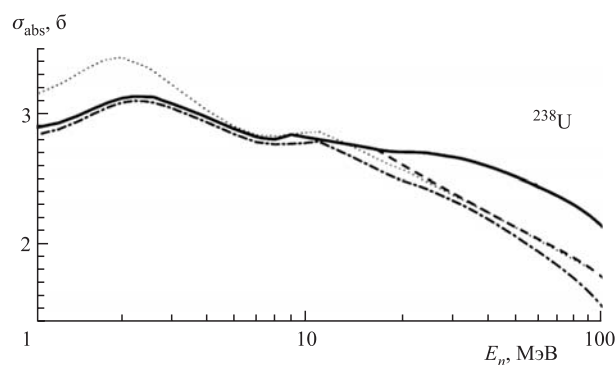


Рис. 24. Сечение поглощения нейтрона для входного канала реакции $^{238}\text{U}+n$. Сплошная кривая — $\sigma_{\text{abs}}(E_n)$ для параметров оптического потенциала [159]; точечная — [120]; штрихпунктирная — [160]; штриховая — сплошная кривая, умноженная на масштабный коэффициент [161]

тального 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 $\sigma_{\text{abs}}(E_n)$ потенциала Янга. Результат такой процедуры показан на рис. 24 штриховой кривой. Она близка к точечной кривой при $E_n > 20$ МэВ, полученной с параметрами Лагранжа. В работе [160] параметры оптического потенциала Янга варьировались, чтобы получить описание сечения деления ^{238}U при высоких энергиях. Сечение $\sigma_{\text{abs}}(E_n)$ для «подправленных» параметров потенциала Янга показано штрихпунктирной кривой на рис. 24. Как процедура экстраполяции параметров оптического потенциала [120] в область высоких энергий, так и умножение $\sigma_{\text{abs}}(E_n)$ [159] на масштабный коэффициент в работе [161] или варьирование параметров [160] для получения согласия с экспериментальными данными не имеют строгого физического обоснования. Это может завуалировать 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 как дать информацию 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 [81].

Анализ массово-энергетических распределений [80] и выходов предельных нейтронов [81] 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 [64] 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 (57) 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 $\sigma_{fx}(E^*)$, а соответственно и σ_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 [45] расчет проводился по программе STAPRE. При высоких энергиях ради удобства включения эффектов ядерной вязко-

сти при описании делимости в рамках диффузионной модели (52) удобно использовать квазиклассический подход [64].

Зависимость коэффициента ротационного увеличения плотности уровней $K_{\text{рот}}(U)$ в (28) от симметрии форм ядра исследовалась в [68, 71]. 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 θ к квадрупольной деформации α . В работе [71] дана оценка температуры θ_0 , при которой предположение об адиабатичности теряет смысл. При $\theta \geq \theta_0$ должен наблюдаться эффект «затухания», обусловленный взаимодействием внутренних и коллективных (вращательных) степеней свободы деформированного ядра и выражающийся в уменьшении $K_{\text{рот}}(U)$ (53) в сравнении с адиабатической оценкой, причем $K_{\text{рот}}(U) \rightarrow 1$ в пределе больших U .

Авторы работы [65], по-видимому, впервые пытались учесть эффект затухания ротационных мод при описании вероятности деления деформированных ядер. Функция затухания (53) определялась эмпирически и считалась одинаковой в делительном и нейтронном каналах. Это противоречит теоретическим оценкам [68, 71], которые показали, что эта характеристика сильно зависит не только от энергии возбуждения, но и от деформации ядра. Последующие численные расчеты Хансена–Енсена [87], использующие одночастичную оболочечную модель $SU(3)$ для изучения энергетической зависимости плотности уровней ядер с разной формой симметрии в основном состоянии, подтвердили оценки [68, 71]. 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 (30г) ($K_{\text{рот}} = \sqrt{\pi/2}\sigma_x\sigma_y\sigma_z \approx \sqrt{\pi/2}\sigma_{\perp}^2\sigma_{\parallel}$), при энергии $U > 20$ МэВ не отличается от плотности уровней аксиально- и зеркально-симметричного ядра (30б) ($K_{\text{рот}} = \sigma_{\perp}^2$) и от плотности сферического ядра (30а) ($K_{\text{рот}} = 1$) при еще больших энергиях возбуждения.

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

$$K_{\text{рот}}(U) = K_1^{\text{ад}}(U)K_1^{\text{ад}}(U). \quad (65)$$

Фактор $K_1^{\text{ад}}(U) = 2$ (30в), $\sqrt{\pi/2}\sigma_{\parallel}$ (30г), $\sqrt{8\pi}\sigma_{\parallel}$ (30д) характеризует дополнительное увеличение плотности уровней аксиально- и зеркально-симметричного ядра $K_{\text{рот}}(U) = K_2^{\text{ад}}(U) = \sigma_{\perp}^2$ (30б) с потерей им симметрии формы. Затухание каждой из величин $K_i^{\text{ад}}(U)$ можно аппроксимировать выражением, подобным (53),

$$K_i(U) = 1 + [K_i^{\text{ад}}(U) - 1]q_i(U), \quad (66)$$

где функция затухания имеет вид

$$q_i(U) = \left[1 + \frac{\exp(U - U_i)}{d_i} \right]^{-1}. \quad (67)$$

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 [87]. Оцененные значения имеют большой разброс. Основываясь на численных расчетах плотности уровней ядер [87], 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 $U_2 \approx 120A^{1/3}\varepsilon^2$ [87] для ядер с аксиальной симметрией формы приводит к важным следствиям для описания делимости ядер. В области средних энергий $U < 100$ МэВ можно пренебречь затуханием $K_{\text{рот}}(U) = K_2^{\text{ад}}(U) = \sigma_{\perp}^2$, связанным с переходом от аксиальной формы в седловой точке ($\varepsilon_{\widehat{A}} \sim 0,6$, $\varepsilon_{\widehat{B}} \sim 0,8$) к сферической. В нейтронном канале ($\varepsilon \sim 0,24$) отклонения $q_2(U)$ от единицы становятся заметными уже при энергиях $U > 50$ МэВ. Здесь квадрупольная деформация $\varepsilon \sim \alpha$.

В анализе сечения деления ^{238}U [64] в диапазоне энергий бомбардирующих нейтронов $E_n = 1\text{--}55$ МэВ при оценке делительной и нейтронной ширины фактор $K_2(U) = \sigma_{\perp}^2$. О симметрии формы ядра в седловых точках \widehat{A} и \widehat{B} для ядер урана говорилось выше в п. 4.3. Поскольку результаты анализа сечения деления менее чувствительны к параметрам горба \widehat{A} , чем к параметрам \widehat{B} , то трудно оценить, какая форма симметрии ядра имеет место в седловой точке \widehat{A} . В [64] для горба \widehat{A} принят фактор $K_1^{\text{ад}} = \sqrt{2\pi}\sigma_{\parallel}$ — промежуточный между $\sqrt{\pi/2}\sigma_{\parallel}$ (30г) и $\sqrt{8\pi}\sigma_{\parallel}$ (30д), хотя такой выбор не играет принципиальной роли в данном анализе. Согласно симметрии формы для седловой конфигурации \widehat{B} $K_1^{\text{ад}}(U) = 2$ (30в). Как показано на рис. 25, без учета затухания асимметричной компоненты удается согласовать результаты расчета $\sigma_f(E_n)$ 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 [142, 162]. Сечение $\sigma_f(E_n)$ 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 $^{232}\text{--}^{238}\text{U}$ в подходе, развитом в [45] (см. табл. 4). Сечение поглощения нейтронов $\sigma_{\text{abs}} = \sigma_r - \sigma_{\text{dir}}$ для ^{238}U определялось из расчетов сечения

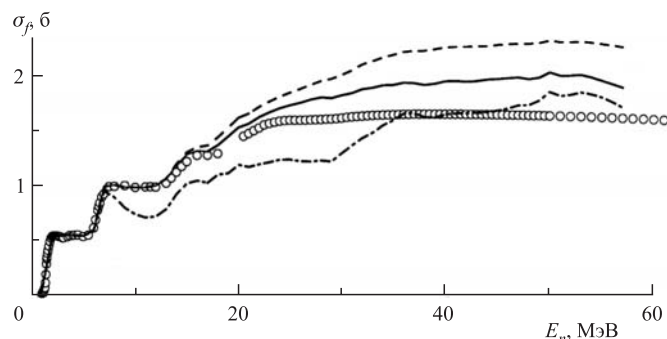


Рис. 25. Сравнение стандартных значений сечения деления ^{238}U нейтронами (○) [142, 162] со статистическим описанием: штриховая кривая — расчет с адиабатической оценкой коэффициента ротационного увеличения плотности уровней; штрихпунктирная и сплошная — с учетом затухания асимметричной компоненты $K_1(U)$ в седловой точке по формуле (66) с функцией затухания (67) для величин параметров соответственно $U_1 = 7$ МэВ, $d_1 = 0,8$ МэВ и $U_1 = 16$ МэВ, $d_1 = 1,2$ МэВ

реакции σ_r и сечения прямого возбуждения низколежащих уровней при неупругом рассеянии нейтронов σ_{dir} методом связанных каналов по программе ECIS [163] с параметрами оптической модели для деформированного потенциала Янга [159] (сплошная кривая на рис. 24).

Теоретические расчеты сечения деления $^{232-238}\text{U}$ в работе [161] до энергии нейтронов $E_n = 100$ МэВ с тем же оптическим потенциалом Янга в предположении, что форма делящегося ядра для седловых конфигураций не имеет симметрии вращения, т. е. $K_1^{\text{ал}} = \sqrt{8\pi}\sigma_{||}$, значительно переоценивают $\sigma_f(E_n)$, 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 (66), (67) 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 статистический расчет дает сечение деления, превышающее экспериментальную величину.

На рис. 25 демонстрируется влияние затухания ротационного увеличения плотности уровней $K_1(U)$ (66), (67), оцененное в [64], для 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 $E_n = 1-16$ 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 $\sigma_f^{\text{exp}}(E_n)$, но полного согласия с экспериментом достичь

не удается. Располагаясь ближе к экспериментальным точкам, чем кривая без учета затухания, расчет все еще заметно переоценивает сечение деления для $E_n > 18$ МэВ.

В работе [161] удовлетворительное описание экспериментальных данных удалось получить во всем исследуемом диапазоне E_n с помощью подгоночного коэффициента, на который умножалось сечение поглощения $\sigma_{\text{abs}}(E_n)$. Значение коэффициента изменялось от 1 для $E_n = 17$ МэВ до 0,82 для 100 МэВ. На примере ^{238}U в [64] 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. 26, 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. 25, только с демонстрацией шансовой структуры сечения деления); 2) расчет в рамках диффузионной модели с учетом затухания асимметричной моды $K_1(U)$ (66) в седловой точке с параметрами $U_1 = 16$ МэВ, $d_1 = 1,2$ МэВ для (67). Удовлетворительное описание (сплошная кривая) экспериментальных данных во всем исследуемом диапазоне энергий E_n достигается с коэффициентом трения $\beta = 4,1 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$ и параметрами $U_d = 24$ МэВ, $\delta U = 1,5$ МэВ для функции затухания динамических эффектов (57) при низких энергиях возбуждения. Если не учитывать затухание асимметричной компоненты, т.е. взять $K_1(U) = K_1^{\text{ад}}(U)$, то превышение статистического описания над экспериментальными точками также можно компенсировать в рамках диффузионной модели, но при больших значениях коэффициента $\beta = 10 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$. Результат описания показан на рис. 26, б. Таким образом, анализ нейтронных сечений деления может дать дополнительную и независимую информацию о величине приведенного коэффициента трения β . 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 однотоельном механизме вязкости приводят к значениям β , отличающимся на порядок. Значения β , оцененные в настоящей работе, и результаты анализа выхода нейтронов в реакциях с тяжелыми ионами (HI, *xnf*), дающие оценку $\beta \geq 5 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$ [100], видимо, свидетельствуют в пользу сверхкритического затухания ($\beta/2\omega_0 > 1$).

На рис. 26, а видно, что характерной особенностью учета ядерного трения при вычислении $\sigma_f(E_n)$ является изменение относительного вклада разных шансов $R_x = \sigma_{fx}(E_n)/\sigma_f(E_n)$ и энергетической зависимости каждого отдельно взятого шанса $\sigma_{fx}(E_n)$. Шансы динамического описания затухают гораздо быстрее с энергией, чем соответствующие шансы статистического.

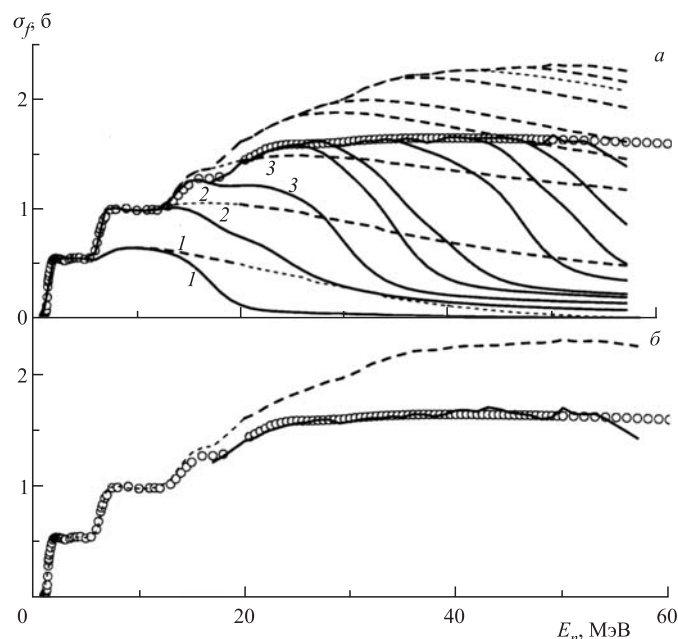


Рис. 26. Результаты теоретического расчета сечения деления ^{238}U нейтронами. а) $\sigma_f(E_n)$ и его составляющие: кривые 1 — σ_{f0} ; кривые 2 — $\sigma_{f0} + \sigma_{f1}$; кривые 3 — $\sigma_{f0} + \sigma_{f1} + \sigma_{f2}$ и т. д.; штриховые кривые — статистическое описание (то же, что и штриховая кривая на рис. 25, но показан и вклад разных шансов); сплошные кривые — в рамках диффузионной модели ($\beta = 4,1 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$) с учетом затухания асимметричной компоненты $K_1(U)$ в седловой точке; б) штриховая кривая и кружки — то же, что и на рис. 25; сплошная кривая — расчет $\sigma_f(E_n)$ в рамках диффузионной модели с $\beta = 10 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$ и адиабатической оценкой коэффициента ротационного увеличения плотности уровней

Анализ шансовой структуры энергетической зависимости сечения деления, представленного на рис. 26, а, позволяет непосредственно рассчитать зависимость средней множественности предделительных нейтронов от энергии возбуждения $E^* = E_n + B_n$:

$$\bar{\nu}_{\text{pre}}(E^*) = \sum_{x=0}^{x_{\text{max}}(E^*)} x R_x(E^*), \quad (68)$$

где $xR_x = \bar{\nu}_{\text{pre}x}$ — вклад шанса деления, образовавшегося после эмиссии x нейтронов, в полную множественность $\bar{\nu}_{\text{pre}}$. Соотношение (68) 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. 27 показан относительный выход разных шансов $R_x = \sigma_{fx}(E_n)/\sigma_f(E_n)$ ($\sum_x R_x = 1$) при энергии $E_n = 45$ МэВ для вариантов теоретического описания сечения деления, представленных рис. 26, а. При учете динамической задержки деления (52), описываемой диффузионной моделью Крамерса [77] и Гранже–Вайдемюллера [78, 83, 84], 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 $\bar{\nu}_{\text{pre}}^d = \sum_x x R_x^d = 4,68$ по сравнению с предсказанием статистической модели $\bar{\nu}_{\text{pre}}^s = \sum_x x R_x^s = 2,68$. Очевидно, что вариация сечения $k \times \sigma_{\text{abs}}(E_n)$ с помощью масштабного коэффициента k во входном канале реакции, изменяя величину расчетного сечения деления [161], не изменит относительных вкладов разных шансов $R_x = (k \times \sigma_{fx}(E_n))/(k \times \sigma_f(E_n))$, а следовательно, и $\bar{\nu}_{\text{pre}}$.

На рис. 28 среднее число предделительных нейтронов $\bar{\nu}_{\text{pre}}(E^*)$ в реакции $^{238}\text{U}(n, xnf)$, оцененное в предположении, что нейтроны испускаются до седловой точки (68), в зависимости от энергии возбуждения сравнивается с экспериментальными данными $\bar{\nu}_{\text{pre}}^{\text{exp}}(E^*)$ для группы актинидов U–См с массовыми числами в интервале 239–243. Компиляция $\bar{\nu}_{\text{pre}}^{\text{exp}}(E^*)$ дана в работе [164]. Светлые точки обозначают реакции с легкими заряженными частицами: кружки — $p + ^{235,236,238}\text{U} \rightarrow ^{236,237,239}\text{Np}$ [165], треугольники — $\alpha + ^{232}\text{Th}$, $^{233,238}\text{U}$, $^{239}\text{Pu} \rightarrow ^{236}\text{U}$, $^{237,242}\text{Pu}$, ^{243}Cm [166]. Темные кружки — данные, полученные в реакциях с тяжелыми ионами [167]: $^{20}\text{N} + ^{209}\text{Bi} \rightarrow ^{229}\text{Np}$, $^{10}\text{Li} + ^{232}\text{Th} \rightarrow ^{239}\text{Np}$, $^{28}\text{Si} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{236}\text{Cm}$. Экспериментальная информация о $\bar{\nu}_{\text{pre}}^{\text{exp}}(E^*)$ в реакциях с легкими заряженными частицами включает

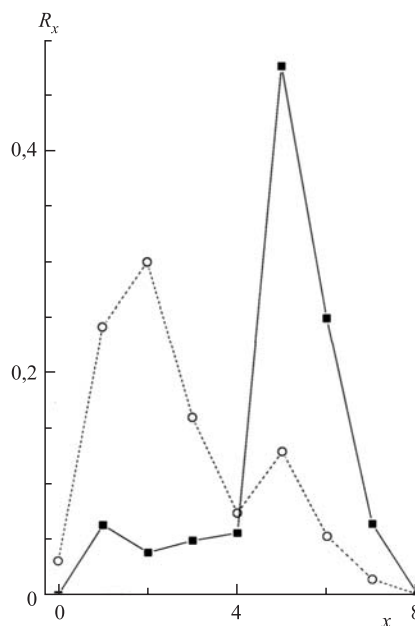


Рис. 27. Относительный вклад разных шансов $R_x = \sigma_{fx}(E_n)/\sigma_f(E_n)$ для $E_n = 45$ МэВ. \circ — статистическое описание; \blacksquare — описание в рамках диффузионной модели

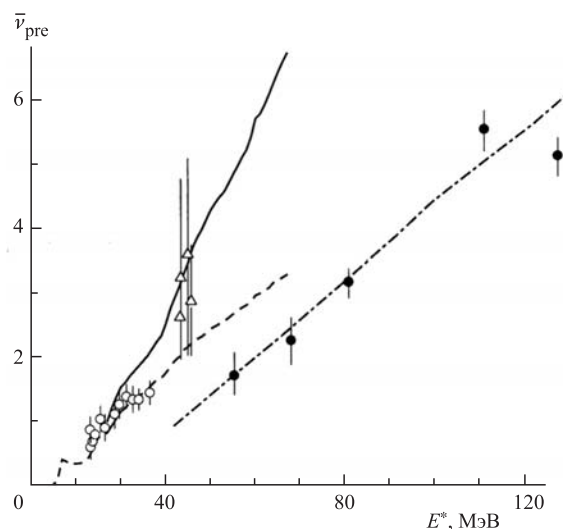


Рис. 28. Сравнение результатов расчета $\bar{\nu}_{pre}$ с экспериментальными значениями для актиноидов в области U–Сm ($Z = 92–96$) в зависимости от энергии возбуждения E^* . Светлые точки — реакции с легкими заряженными частицами (о — протоны, Δ — α -частицы); темные кружки — реакции с тяжелыми ионами. Штрихпунктирная кривая — эмпирическая систематика [164]; штриховая — статистическое описание; сплошная — расчет в рамках диффузионной модели

набор данных в узком диапазоне энергий $E^* = 20–40$ МэВ. Здесь велики погрешности измерений для реакций $(\alpha, xn f)$. К сожалению, совсем нет данных о $\bar{\nu}_{pre}^{exp}(E^*)$ для реакций под действием нейтронов. Экспериментальная методика, позволяющая получить такие данные, была реализована лишь в единственной работе [168] более 40 лет назад. 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 $\bar{\nu}_{pre}(E^*)$ на рис. 28, соответствующая шансовому разложению в рамках диффузионной модели, проходит ближе к экспериментальным точкам $(\alpha, xn f)$ -реакций в окрестности $E^* = 40$ МэВ, чем штриховая кривая, соответствующая традиционному статистическому описанию. На основе данных по $(p, xn f)$ -реакциям, кроме трех граничных точек, лежащих на штриховой кривой в окрестности $E^* = 30$ МэВ, трудно сделать выбор между двумя описаниями $\bar{\nu}_{pre}(E^*)$.

В работе [164] отмечена особенность, которая проявляется при согласовании высокоэнергетических данных ($\bar{\nu}_t, \bar{\nu}_{post}, \bar{\nu}_{pre}$), измеренных в $(HI, xn f)$ -реакциях, и низкоэнергетических данных из реакций с нейтронами ($\bar{\nu}_t$) и

легкими заряженными частицами ($\bar{\nu}_t, \bar{\nu}_{\text{post}}, \bar{\nu}_{\text{pre}}$). На примере $\bar{\nu}_{\text{pre}}$ на рис. 28 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 $\bar{\nu}_{\text{pre}}^{\text{exp}}$, измеренные в реакциях $(p, xn f)$, $(\alpha, xn f)$ и $\bar{\nu}_{\text{pre}}$, полученные на основе теоретического описания сечения деления с разложением его на отдельные шансы для $^{238}\text{U}(n, xn' f)$ -реакции. Авторы [164] 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 [100], надо уменьшить энергию возбуждения для значений $\bar{\nu}_{\text{pre}}^{\text{exp}}$, относящихся к $(\text{HI}, xn f)$ -реакциям. Эта энергия, которой для легких частиц можно пренебречь, реализуется в делении через γ -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.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Развитие феноменологического описания затухания $K_{\text{rot}}(U, \alpha)$ позволило устранить в [32] недостатки прежнего анализа делимости доактинидных ядер легкими заряженными частицами [9].

В [32] указан способ преодоления трудности описания делимости сферических ядер — учет эмиссии нейтронов во II яму. Важна не столько количественная сторона в этом результате, сколько качественная — как аргумент к поиску иных проявлений этого эффекта и к созданию общего подхода, принимающего во внимание все многообразие деформаций при возбуждении и распаде ядер.

Использование результатов диффузионной модели показывает, что учет динамики в рассматриваемом диапазоне энергий возбуждения оказывает значительное влияние на описание делимости ядер лишь в крайних случаях очень малой и очень большой вязкости ядерного вещества. При низких энергиях возбуждения ($\theta \leq 1$ МэВ) нет необходимости привлекать диффузионную модель. Здесь статистические представления согласуются с данными эксперимента. Затухание динамических эффектов при низких энергиях можно моделировать функцией (57), которая обеспечит непрерывность расчетных характеристик при переходе от статистического описания к описанию в рамках диффузионной модели при высоких энергиях возбуждения.

В результате проведенного анализа сложился согласованный подход к описанию вероятности деления доактинидных ядер при низких энергиях возбуждения и угловых моментах. Пересмотр значений $E_f(Z, A)$ в пользу пред-

сказаний простейшей модели [7], не ставя под сомнение необходимость учета каких-либо конкретных факторов в иных вариантах капельной модели, акцентирует внимание на ее незавершенности, а также на необходимости новых усилий по согласованию описания вероятности деления ядер легкими заряженными частицами и тяжелыми ионами.

В рамках феноменологического анализа вероятности симметричного и асимметричного деления ядер в районе Ra [27] получено описание экспериментальных данных о делимости и угловой анизотропии осколков. Оно подтверждает вытекающую из экспериментов разницу в порогах этих типов деления, которая по результатам работы [27] составляет в среднем $\sim 1,5$ МэВ. Результаты анализа подтверждают также предсказываемую теоретическими расчетами аксиальную асимметрию ядер в масс-симметричной долине деления.

Феноменологический характер работы [27] вполне оправдан при существующем состоянии экспериментальной и теоретической информации. Дальнейший прогресс в исследовании вопросов, рассмотренных в [27], прежде всего корреляции массовых и угловых распределений, будет нуждаться в значительном уточнении данных и постановке новых экспериментов, а также в весьма детальном знании потенциальной энергии деформации и усовершенствовании описания наблюдаемых характеристик.

При описании сечения деления актинидных ядер не удастся полностью избежать свободных параметров и подгонки. В связи с этим следует подчеркнуть значение взаимосогласованности результатов, достигнутых при описании разных экспериментальных данных, как теста, который застраховал проведенный в [45] 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.

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. Например, неравновесный механизм практически не играет роли при делении ядер в области первого плато сечения, но уже при $E_n > 20$ МэВ определяет его величину и поведение (рис. 23, б), а еще раньше и вид спектра предделительных нейтронов. Недостатки в статистическом описании плотности уровней при низких энергиях, напротив, сказываются больше при E_n , близких к краю первого плато со стороны порога деления. Отмеченное обстоятельство (разная чувствительность рассматривавшихся характеристик к плотности уровней и вкладу неравновесных процессов при низких и высоких энергиях) —

фактор, безусловно, благоприятствующий тестированию описания в целом и отдельных частей, моделей, параметров и др.

В тесной связи с результатами анализа энергетической зависимости сечения деления в значительно более широкой области E_n находится вопрос о выборе параметров деформированного оптического потенциала для определения величины сечения поглощения нейтронов во входном канале реакции. Так, статистическая оценка сечения деления урановых изотопов [161] в области $E_n > 18$ МэВ с сечением $\sigma_{\text{abs}}(E_n)$ для набора параметров оптического потенциала Янга, тестированного в области энергий до 100 МэВ первичных протонов и нейтронов, дает более высокий уровень $\sigma_f(E_n)$, чем следует из эксперимента (рис. 25, 26). В работе [64] предпринята попытка объяснить расхождение между теорией и экспериментом появлением при высоких энергиях динамических эффектов, обусловленных ядерным трением и учитываемых в рамках диффузионной модели. Введение функции затухания динамических эффектов при низких энергиях возбуждения обеспечивает непрерывность расчетных характеристик при переходе от статистического описания к динамическому.

Использование диффузионной модели показывает, что учет динамики при высоких энергиях позволяет описать сечение деления во всем исследуемом диапазоне энергий и получить информацию о величине приведенного коэффициента ядерной вязкости (трения) β . Значения β , оцененные в настоящей работе, находятся в согласии с результатами анализа выхода предделительных нейтронов в реакциях с тяжелыми ионами и массово-энергетических распределений, свидетельствующих в пользу сверхкритического затухания.

Совместные экспериментальные исследования сечения деления и средней множественности предделительных нейтронов и их взаимосогласованный анализ в реакциях с нейтронами и легкими заряженными частицами могут оказаться весьма плодотворными как для тестирования диффузионной модели, так и для ее «стыковки» со статистическим описанием при низких энергиях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bohr N., Wheeler J. // Phys. Rev. 1939. V. 56. P. 426.
2. 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.
3. Cohen S., Swiatecki W. J. The Deformation Energy of a Charged Drop // Ann. Phys. 1963. V. 22. P. 406–437.
4. Swiatecki W. J. Systematics of Fission // Phys. Rev. 1956. V. 101. P. 97–99.
5. Green A. E. S. Coulomb Radius Constant from Nuclear Masses // Phys. Rev. 1954. V. 95. P. 1006–1009.

6. *Myers W. D., Swiatecki W. J.* Nuclear Masses and Deformations // Nucl. Phys. 1966. V. 81. P. 1–60.
7. *Myers W. D., Swiatecki W. J.* Anomalies in Nuclear Masses // Ark. Fysik. 1967. V. 36. P. 343–352.
8. *Moretto L. G.* Fission Probabilities in Lighter Nuclei // Physics and Chemistry of Fission: Proc. of Symp., Rochester, 1973. Vienna, 1974. V. 1. P. 329.
9. *Игнатюк А. В. и др.* Исследования делимости доактинидных ядер заряженными частицами // ЭЧАЯ. 1985. Т. 16. С. 709–772.
10. *Myers W. D.* Droplet Model of Atomic Nuclei. N. Y.: IFI/Plenum, 1977.
11. *Краппе Н. Ж., Никс Дж. Р., Сьерк А. Дж.* 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.
12. *Иткус М. Г. и др.* 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. P. 1225–1237.
13. *Brack M. et al.* The Shell-Correction Approach to Nuclear Shell Effects and Its Applications to the Fission Process // Rev. Mod. Phys. 1972. V. 44. P. 320–405.
14. *Björnholm S., Strutinsky V. M.* Intermediate States in Fission // Nucl. Phys. A. 1969. V. 136. P. 1–24.
15. *Работнов Н. С. и др.* Фотоделение ^{232}Th , ^{238}U , ^{238}Pu , ^{240}Pu , ^{242}Pu и структура барьера деления // ЯФ. 1970. Т. 11. С. 508–527.
16. *Остапенко Ю. Б. и др.* Фотоделение при подбарьерных возбуждениях ядер // ЭЧАЯ. 1981. Т. 12. С. 1364–1431.
17. *Björnholm S., Lynn J. E.* The Double-humped Fission Barrier // Rev. Mod. Phys. 1980. V. 52. P. 725–931.
18. *Oganessian Yu. Ts., Lasarev Yu. A.* Treatise on Heavy Ion Science. N. Y., 1985. V. 4. P. 3.
19. *Möller P., Nix J. R.* // Physics and Chemistry of Fission: Proc. of Symp., Rochester, 1973. Vienna, 1974. V. 1. P. 103.
20. *Pashkevich V. V.* The Energy of Non-axial Deformation of Heavy Nuclei // Nucl. Phys. A. 1969. V. 133. P. 400–404.
21. *Larsson S. E., Leander G.* // Physics and Chemistry of Fission: Proc. of Symp., Rochester, 1973. Vienna, 1974. V. 1. P. 177.
22. *Pashkevich V. V.* On the Asymmetric Deformation of Fissioning Nuclei // Nucl. Phys. A. 1971. V. 169. P. 275–293.
23. *Möller P., Nilsson S. G.* The Fission Barrier Odd-multipole Shape Distortions // Phys. Lett. B. 1970. V. 31. P. 283–286.
24. *Gavron A. et al.* 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.
25. *Britt H. C.* Experimental Survey of the Potential Energy Surfaces Associated with Fission // Physics and Chemistry of Fission: Proc. of Symp., July 1979. Vienna, 1980. V. 1. P. 3–29.
26. *Андросенко Х. Д. и др.* Угловая анизотропия осколков деления ^{226}Ra и ^{227}Ac нейтронами вблизи порога // ЯФ. 1983. Т. 38. С. 832–840.

27. 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.
28. Иткис М. Г. и др. Симметричное и асимметричное деление ядер легче тория // ЭЧАЯ. 1988. Т. 19. С. 701–784.
29. Остапенко Ю. Б., Растопчин Е. М., Смиренкин Г. Н. Вероятность вынужденного деления ядер в диффузионной модели. Препринт ФЭИ-1848. Обнинск, 1987. 12 с.
30. Кудяев Г. А. и др. Делимость ядер и затухание вклада ротационных мод в плотность уровней // ЯФ. 1988. Т. 47. С. 1540–1547.
31. Rastopchin E. M., Smirenkin G. N., 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.
32. Растопчин Е. М. и др. Статистические и динамические аспекты описания делимости доактинидных ядер // ЯФ. 1991. Т. 53. С. 1200–1224.
33. Селицкий Ю. А. Особенности деления ядер в области радия и актиния // ЭЧАЯ. 1979. Т. 10. С. 314–355.
34. Konecny R., Specht H. J., Weber J. Symmetric and Asymmetric Fission of Ra and Ac Isotopes // Physics and Chemistry of Fission: Proc. of Symp., Rochester, 1973. Vienna, 1974. V. II. P. 3.
35. Weber J. et al. Fission of ^{228}Ra // Phys. Rev. C. 1976. V. 13. P. 2413–2420.
36. Иткис М. Г. и др. 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.
37. Britt H. C., Wegner H. E., Gursky J. C. Energetics of Charged Particle-induced Fission Reactions // Phys. Rev. 1963. V. 129. P. 2239–2252.
38. Mustafa M. G., Mosel V., Schmitt H. W. Asymmetry in Nuclear Fission // Phys. Rev. C. 1973. V. 7. P. 1519–1532.
39. Пашкевич В. В. Структура барьера деления ядер в районе тория // Междунар. школа-семинар по физике тяжелых ионов. Дубна, 1983. С. 405–419.
40. Gavron A. et al. Complexity of the Potential-energy Surface for Fission of ^{238}U // Phys. Rev. Lett. 1977. V. 38. P. 1457–1460.
41. Brack M. // Physics and Chemistry of Fission: Proc. of Symp., July 1979. Vienna, 1980. V. I. P. 227.
42. Куприянов В. М. и др. Простое описание зависимости барьеров деления и отношения Γ_f/Γ_n от нуклонного состава для трансурановых ядер // ЯФ. 1980. Т. 32. С. 355–368.
43. 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.
44. Игнатюк А. В., Маслов В. М., Пащенко А. Б. Согласованный анализ сечений (n, f) - и (n, xn) -реакций для актинидов // ЯФ. 1988. Т. 47. С. 355–362.
45. Кудяев Г. А. и др. Описание и анализ шансовой структуры сечения эмиссионного деления $^{233-238}\text{U}$ нейтронами // ЯФ. 1993. Т. 56. С. 51–73.

46. *Игнатюк А. В., Маслов В. М.* Описание сечений деления трансурановых ядер быстрыми нейтронами // ЯФ. 1990. Т. 51. С. 1227–1237.
47. *Бычков В. М., Пляскин В. И.* О применимости статистической теории для описания сечений реакций (n, xn) и (n, xnf) на делящихся ядрах // ЯФ. 1981. Т. 34. С. 684–690.
48. *Van der Plicht J. 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.
49. *Boyce J. R. et al.* Absolute Cross Sections for Proton-induced Fission of the Uranium Isotopes // Phys. Rev. C. 1974. V. 10. P. 231–244.
50. *Vandenbosch R., Huizenga J. R.* Nuclear Fission. N. Y.: Acad. Press, 1973.
51. *Vandenbosch R., Huizenga J. R.* // Proc. of Intern. Conf. on Peac. Uses Atom. Energy, UN, Geneva, 1958. V. 15. P. 284.
52. *Смиренин Г. Н., Фурсов Б. И.* Об энергетической зависимости вероятности деления трансурановых ядер быстрыми нейтронами // ЯФ. 1987. Т. 45. С. 319–328.
53. *Клепацкий А. Б. и др.* Анализ нейтронных сечений ^{235}U в области энергий быстрых нейтронов // ВАНТ. Сер. «Ядерные константы». М., 1987. Вып. 3. С. 3–9.
54. *Бойков Г. С. и др.* Спектр нейтронов при делении ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U нейтронами с энергией 2,9 и 14,7 МэВ (ниже и выше порога эмиссионного деления) // ЯФ. 1991. Т. 53. С. 628–648.
55. *Boikov G. S. et al.* New Data on Prefission Neutrons // Z. Phys. A. 1991. V. 340. P. 79–84.
56. *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.
57. *Wender S. A. et al.* A White Neutron Source from 1 to 400 MeV — Facility and Experiments // Proc. of Intern. Conf. on Neutron Phys., Kiev, 1988. М., 1988. V. 4. P. 17–26.
58. *Carlson A. D. et al.* // Proc. of Intern. Conf. on Nucl. Data for Sci. and Technol., Mito, 1988. JAERI, 1988. P. 1029.
59. *Lisowski P. W. et al.* // Proc. of Specialists' Meeting on Neutron Cross Section Standarts for the Energy Region above 20 MeV, Uppsala, Sweden, May 21–23, 1991. Paris, 1991. P. 177.
60. *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.
61. *Donets A. Yu. et al.* Neutron-induced Fission Cross-sections of U235, U238, Th232, Pu239, and Np237 in the Energy Range 1–200 MeV // Proc. of the 7th Intern. Seminar on Neutron Interactions with Nuclei, Dubna, May 25–28, 1999. P. 357–362.
62. *Lestone J. P., Gavron A.* Neutron Induced Fission of Uranium Isotopes up to 100 MeV // ЯФ. 1994. Т. 57. P. 1268–1274.

63. *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.
64. *Свирин М. И.* Статистические и динамические аспекты описания деления ^{238}U нейтронами в диапазоне энергий $E_n = 1\text{--}55$ МэВ // ЯФ. 2000. Т. 64. С. 1660–1672.
65. *Игнатюк А. В., Истеков К. К., Смиренин Г. Н.* Коллективные эффекты в плотности уровней и вероятность деления ядер // ЯФ. 1979. Т. 30. С. 1205–1218.
66. *Игнатюк А. В., Истеков К. К., Смиренин Г. Н.* Роль коллективных эффектов при систематике плотности уровней // Там же. Т. 29. С. 875–883.
67. *Игнатюк А. В.* Статистические свойства возбужденных ядер. М.: Энергоатомиздат, 1983. 176 с.
68. *Бор О., Моттelson В.* Структура атомного ядра. М.: Мир, 1977. Т. 1, 2.
69. *Игнатюк А. В., Истеков К. К., Смиренин Г. Н.* Анализ угловой анизотропии низкоэнергетического деления доактинидных ядер // ЯФ. 1982. Т. 36. С. 54–62.
70. *Damgaard J. et al.* // Physics and Chemistry of Fission: Proc. of Symp., Vienna, 1969. IAEA, 1969. P. 213.
71. *Bjornholm S., Bohr A., Mottelson B. R.* Role of Symmetry of the Nuclear Shape in Rotational Contribution to Nuclear Level Densities // Physics and Chemistry Fission: Proc. of Symp., Rochester, 1973. Vienna, 1974. V. 1. P. 367–374.
72. *Игнатюк А. В. и др.* Плотность уровней и вероятность деления сферических и деформированных ядер // Physics and Chemistry of Fission: Proc. of Symp., 1979. Vienna, 1980. V. 1. P. 421–444.
73. *Немилое Ю. А. и др.* Вероятность деления ядер радия и актиния вблизи порога // ЯФ. 1983. Т. 37. С. 819–830.
74. *Струтинский В. М.* Форма делящегося ядра в седловой точке и капельная модель ядра // ЯФ. 1965. Т. 1. С. 821.
75. *Кудяев Г. А., Остапенко Ю. В., Смиренин Г. Н.* О симметричном и асимметричном делении ядер в переходной области (в районе Ra) // ВАНТ. Сер. «Ядерные константы». М., 1986. Вып. 3. С. 55.
76. *Vack B. B. et al.* Experimental Fission Barriers for Actinide Nuclei // Physics and Chemistry of Fission: Proc. of Symp., Rochester, 1973. Vienna, 1974. V. 1. P. 3.
77. *Kramers H. A.* Brownian Motion in a Field of Force and the Diffusion Model of Chemical Reactions // Physica. 1940. V. 7. P. 284–304.
78. *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.
79. *Адеев Г. Д. и др.* Диффузионная модель формирования распределений осколков деления // ЭЧАЯ. 1988. Т. 19. С. 1229–1298.
80. *Sargsyan V. V. et al.* Fission Rate and Transient Time with a Quantum Master Equation // Phys. Rev. C. 2007. V. 76. P. 064604.
81. *Ньютон Дж. О.* Деление ядер под действием тяжелых ионов // ЭЧАЯ. 1990. Т. 21. С. 821–913.
82. *Hinde D. J. et al.* Neutron Multiplicities in Heavy-ion-induced Fission: Timescale of Fusion–Fission // Nucl. Phys. A. 1986. V. 452. P. 550–572.

83. *Grange P., Weidenmuller H.A.* Fission Probability and the Nuclear Friction Constant // *Phys. Lett. B.* 1980. V. 96. P. 26–30.
84. *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.
85. *Chandrasekhar S.* Stochastic Problems in Physics and Astronomy // *Rev. Mod. Phys.* 1943. V. 15. P. 1–89.
86. *Струтинский В.М.* Ширина деления нагретых ядер // *ЯФ.* 1974. Т. 19. С. 259–262.
87. *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.
88. *Свирин М.И.* Тестирование основных феноменологических моделей плотности уровней ядер // *ЭЧАЯ.* 2006. Т. 37. С. 901–982.
89. *Расстончин Е.М., Свирин М.И., Смиринкин Г.Н.* Тестировка основных феноменологических моделей плотности уровней ядер // *ЯФ.* 1990. Т. 52. С. 1258–1272.
90. *Gradzevich O.T. et al.* Consistent Systematics of Level Density for Medium and Heavy Nuclei // *Proc. of Intern. Conf. in Nuclear Data for Science and Technology. Mito JAERI,* 1988. P. 767–770.
91. *Игнатюк А.В. и др.* Деление доактинидных ядер. Функции возбуждения реакции (α, f) // *ЯФ.* 1975. Т. 21. С. 1185–1205.
92. *Reisdorf W.* Analysis of Fissionability Data at High Excitation Energies // *Z. Phys. A.* 1981. V. 300. P. 227–238.
93. *Расстончин Е.М. и др.* Влияние поверхности ядра на плотность уровней и вероятность деления // *ЯФ.* 1989. Т. 49. С. 24–32.
94. *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.
95. *Кудяев Г.А. и др.* Об одной возможности определения асимптотического параметра плотности уровней // *ЯФ.* 1988. Т. 47. С. 341–347.
96. *Остапенко Ю.Б., Расстончин Е.М., Смиринкин Г.Н.* Новые аспекты описания делимости ядер в районе свинца // *ВАНТ. Сер. «Ядерные константы».* М., 1988. Вып. 1. С. 45–48.
97. *Schmidt K.-H., Keller J.G., Vermeulen D.* Temperature-induced Deformation — A Possible Anism for Washing out Spherical Shell Effects in the Nuclear Level Density // *Z. Phys. A.* 1984. V. 315. P. 159–162.
98. *Струтинский В.М., Коломиец В.М.* Оболочечная структура ядер и деление // *Материалы 8-й Зимней шк. ЛИЯФ АН СССР.* Л., 1973. Т. 2. С. 483–488.
99. *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.
100. *Gavron A. et al.* Neutron Emission in the Fissioning ^{158}Er Composite System // *Phys. Rev. C.* 1987. V. 35. P. 579–590.
101. *Sierk A.* Macroscopic Model of Rotating Nuclei // *Phys. Rev. C.* 1986. V. 33. P. 2039–2053.
102. *McMahan M.A. et al.* Mass-asymmetric Barriers from Excitation Functions for Complex — Fragment Emission // *Phys. Rev. Lett.* 1985. V. 54. P. 1995–1998.

103. *Sierk A. J.* Mass-asymmetric Fission of Light Nuclei // *Phys. Rev. Lett.* 1985. V. 55. P. 582–587.
104. *Струтинский В. М.* Устойчивость равновесных состояний ядра в капельной модели // *ЖЭТФ.* 1963. Т. 45. С. 1900–1907.
105. *Грузинцев Е. Н. и др.* Свойства симметричного деления ядер W–Bi ионами ^3He // *ЯФ.* 1984. Т. 39. С. 1336–1348.
106. *Музыка Ю. А. и др.* // Междунар. школа-семинар по физике тяжелых ионов, Дубна, 1986. Дубна, 1987. С. 589.
107. *Blann M., Komoto T. T., Tserruya.* Equilibrium Cluster Emission from $^3\text{He} + \text{Ag}$ Reactions // *Phys. Rev. C.* 1989. V. 40. P. 2498–2508.
108. *Mustafa M. G., Baisden P. A., Chandra H.* Equilibrium Shapes and Fission Barriers of Rotating Nuclei with a Macroscopic Two-center Model // *Phys. Rev. C.* 1982. V. 25. P. 2524–2533.
109. *Van der Plicht J. et al.* Fission of Oolonium, Osmium, and Erbium Composite Systems // *Phys. Rev. C.* 1983. V. 28. P. 2022–2032.
110. *Мустафа М. Г.* Теоретические предсказания и экспериментальная проверка барьеров деления горячих вращающихся ядер // *ВАНТ. Сер. «Ядерные константы».* М., 1988. Вып. 1. С. 75–83.
111. *Cohen S., Plasil F., Swiatecki W. J.* Equilibrium Configurations of Rotating Charged or Gravitating Liquid Masses with Surface Tension // *Ann. Phys.* 1974. V. 82. P. 557–596.
112. *Игнатюк А. В., Смиренин Г. Н.* Анализ делимости ядер легкими и тяжелыми ионами // Междунар. школа-семинар по физике тяжелых ионов. Дубна, 1983. С. 389–404.
113. *Иткис М. Г. и др.* Экспериментальное изучение массовых и энергетических распределений осколков деления возбужденных ядер с $Z^2/A = 33\text{--}42$ // *ЯФ.* 1990. Т. 52. С. 23–35.
114. *Кукс И. М. и др.* Сечение деления ^{227}Ac нейтронами // *ЯФ.* 1975. Т. 22. С. 934–937.
115. *Konecny E., Schmitt H. W.* Asymmetry, Anisotropy, and Excitation Function for the Proton-induced Fission of ^{226}Ra // *Phys. Rev.* 1968. V. 172. P. 1226–1231.
116. *Perry D. C., Fairhall A. W.* Mass-yield Curve of First Chance Fission from Proton- and Deuteron-induced Fission of ^{226}Ra // *Phys. Rev. C.* 1971. V. 4. P. 977–989.
117. *Жучко В. Е. и др.* Фотоделение ^{227}Ac // *ЯФ.* 1978. Т. 27. С. 301–305.
118. *Довгиленко А. С. и др.* Угловое распределение осколков и сечение деления ^{226}Ra дейтронами // *ЯФ.* 1967. Т. 5. С. 538.
119. *Истеков К. К. и др.* О применимости традиционных систематик вероятности деления // *ЯФ.* 1979. Т. 29. С. 1156–1170.
120. *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.
121. *Zhagrov E. A. et al.* Symmetric and Asymmetric Fission of ^{226}Ra Induced by 5 to 15 MeV Neutrons // *Nucl. Phys. A.* 1973. V. 213. P. 436–444.
122. *Кравцов В. А.* Массы атомов и энергия связи ядер. М.: Атомиздат, 1974.

123. *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 Р4-5125. Дубна, 1970. 16 с.
124. *Uhl M., Strohmier B.* Computer Code for Particle Induced Activation Cross Sections and Related Quantities. Rep. IRK-76/01. Vienna, 1976; Addenda, 1978.
125. *Hauser W., Fechbach H.* The Inelastic Scattering of Neutrons // *Phys. Rev.* 1952. V. 87. P. 366–373.
126. *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.
127. *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.
128. *Blann M., Vonach H. K.* Global Test of Modified Precompound Decay Models // *Phys. Rev. C.* 1983. V. 28. P. 1475–1492.
129. *Nowotny R., Uhl M.* Calculation of Excitation Functions for Charged Particle Induced Reactions. Handbook on Nuclear Activation Data. STI/DOG/10/273. Vienna, 1987. P. 441–477.
130. *Вдовин А. И. и др.* Полумикроскопическое описание плотности состояний сложных ядер // *ЭЧАЯ.* 1976. Т. 7. С. 952–988.
131. *Gilbert A., Cameron A. G. W.* A Composite Nuclear-level Density Formula with Shell Corrections // *Can. J. Phys.* 1965. V. 43. P. 1446–1496.
132. *Анципов Г. В., Коньшин В. А., Маслов В. М.* Плотность уровней и радиационные ширины трансактинидов // *ВАНТ. Сер. «Ядерные константы».* М., 1985. Вып. 3. С. 25–34.
133. *Расстончин Е. М. и др.* Статистическое описание эмиссии нейтронов и деления при низких возбуждениях и угловых моментах // *Тр. Междунар. конф. «Деление ядер — 50 лет»*, Ленинград, 16–20 окт. 1989 г. Т. 1. С. 393–400. СПб., 1992.
134. ENSDF, IAEA. Vienna, 2006.
135. *Беланова Т. С. и др.* Радиационный захват нейтронов. Справ. М.: Энергоатомиздат, 1986. 248 с.
136. *Dossing T., Jensen A. S.* Nuclear Level Densities with Collective Rotations Included // *Nucl. Phys.* 1974. V. 222. P. 493–511.
137. *Егоров С. А., Рубченя В. А.* Расчет плотности уровней актинидных ядер комбинаторным методом // *ЯФ.* 1989. Т. 49. С. 1580–1587.
138. *Ивантюк А. В. и др.* Анализ сечений деления изотопов U и Pu нейтронами в области первого «плато» // *ЯФ.* 1985. Т. 42. С. 569–577.
139. *Frehaut J.* Progress in Transactinium Isotope Neutron Data Measurements // *Proc. of the Third Advisory Group Meeting on Transactinium Isotope Nuclear Data*, Upsala, 1984. IAEA-TECDOC-336. 1985. P. 105.
140. *Goverdovsky A. A. et al.* ^{235}U Fission in (n, f) and $(n, n'f)$ Reactions // *Proc. of XVIII Intern. Symp. on Phys. and Chem. Fission*. Gaussig, 1988. P. 321.

141. 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.
142. 1982 INDC/NEANDC Nuclear Standards File. Technical Report No. 227. IAEA. Vienna, 1983.
143. Корнилов Н. В. и др. Механизм неупругого рассеяния и параметр плотности ядерных уровней ^{238}U // Нейтронная физика: Материалы V Всесоюз. конф., Киев, 1980. М., 1980. Т. 2. С. 44–49.
144. Барыба В. Я. и др. Спектр вторичных нейтронов, возникающих при бомбардировке ядер U-238 нейтронами с энергией $\sim 14,3$ МэВ. Препринт ФЭИ-671. Обнинск, 1976.
145. Корнилов Н. В. и др. Оценка сечения реакции $^{238}\text{U}(n, 2n)$ от порога до 19 МэВ // ВАНТ. Сер. «Ядерные константы». М., 1982. Вып. 1(45). С. 33.
146. Back B. B. et al. Fission of Doubly Even Actinide Nuclei Induced by Direct Reactions // Phys. Rev. C. 1974. V. 9. P. 1924–1947.
147. 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.
148. 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 // Ibid. V. 66. P. 205–216.
149. Фурсов Б. И. и др. Измерение сечения деления ^{232}U в диапазоне энергии нейтронов 0,06–7,40 МэВ // АЭ. 1986. Т. 61. С. 383–385.
150. 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.
151. Caldwell J. T. 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.
152. 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.
153. Arthur E. D. et al. 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.
154. Кудяев Г. А. и др. Исследование сечений деления нейтронами изотопов урана // Тр. Междунар. конф. «Деление ядер — 50 лет», Ленинград, 16–20 окт. 1989 г. Т. 2. С. 143–149.
155. McNally J. H. et al. Neutron-induced Fission Cross Section of ^{237}U // Phys. Rev. C. 1974. V. 9. P. 717–722.
156. EXFOR-II/ACCESS-97, IAEA, V-0.6B-Test, March 2000. CD-ROM. IAEA. Vienna, 1999–2000.
157. Chadwick M. B. et al. // Nucl. Data Sheets. 2006. V. 107. P. 2931; <http://www.nndc.bnl.gov>
158. Hayes S. H. et al. The Total Neutron Cross Sections of Uranium-238 from 0.8 to 30 MeV // Nucl. Sci. Eng. 1973. V. 50. P. 243–247.

-
159. *Young P. G.* INDC(NDS)-335. IAEA. Vienna, 1994. P. 109.
 160. *Maslov V. M. et al.* Neutron Data Evaluation of ^{238}U . JAERI-Research 98-040. 1998. P. 1–64.
 161. *Lestone J. P., Gavron A.* Neutron Induced Fission of Uranium Isotopes up to 100 MeV // ЯФ. 1994. Т. 57. С. 1268–1274.
 162. Update to Nuclear Data Standards for Nuclear Measurements / Ed. By H. Wienke. INDC(NDS)-368. IAEA. Vienna, 1997.
 163. *Raynal J.* Optical Model and Coupled-channel Calculations in Nuclear Physics. IAEA Report SMR-9/8. 1970.
 164. *Козулин Э. М., Русанов А. Я., Смиренин Г. Н.* Систематика среднего выхода нейтронов при делении ядер тяжелыми ионами // ЯФ. 1993. Т. 56. С. 37–54.
 165. *Strecker M. et al.* Precision and Postscission Neutrons from the Reactions $p + ^{235,236,238}\text{U}$ with $E_p \leq 25.6$ MeV // Phys. Rev. C. 1990. V. 41. P. 2172–2187.
 166. *Fraenkel Z. et al.* Measurement of Pre- and Post-fission Neutron Emission at Moderate Excitation Energies // Phys. Rev. C. 1975. V. 12. P. 1809–1825.
 167. *Hinde D. J. et al.* Systematics of Fusion-fission Time Scales // Phys. Rev. C. 1989. V. 39. P. 2268–2284.
 168. *Васильев Ю. А. и др.* Спектры нейтронов при делении ^{235}U , испускаемых под углами 0, 45, 90° к направлению разлета осколков // АЭ. 1960. Т. 9. С. 499.