

УДК 539.173:111.11

РАСЧЕТ АНИЗОТРОПИИ РАЗЛЕТА ОСКОЛКОВ ПРИ ОКОЛО ПОРОГОВОМ ДЕЛЕНИИ ЯДРА ^{234}U НЕЙТРОНАМИ

© 2020 г. М. С. Онегин*

Федеральное государственное бюджетное учреждение “Петербургский институт ядерной физики имени Б.П. Константинова Национального исследовательского центра “Курчатовский институт”, Гатчина, Россия

*E-mail: onegin_ms@pnpi.nrcki.ru

Поступила в редакцию 15.07.2020 г.

После доработки 10.08.2020 г.

Принята к публикации 26.08.2020 г.

Около пороговое деление ядра ^{234}U в диапазоне энергий нейтрона 0.2–0.9 МэВ имеет резонансоподобный характер с резкой вариацией углового распределения осколков деления. Такое поведение сечения и углового распределения осколков можно объяснить наличием резонансных вибрационных возбуждений класса III во второй изомерной потенциальной яме. Проведен расчет сечения деления и углового распределения осколков деления в рамках модели Хаузера–Фешбаха с использованием кода TALYS. Рассчитанные сечения деления и анизотропия осколков деления сравниваются с экспериментом. Получены квантовые числа вибрационных возбуждений для сильно деформированного ядра.

DOI: 10.31857/S0367676520120303

ВВЕДЕНИЕ

Анизотропия разлета осколков при делении ядра ^{234}U нейтронами вблизи порога деления впервые была измерена еще в работах [1, 2]. В этих работах была выявлена сильная, резонансоподобная вариация анизотропии в зависимости от энергии нейтрона. Попытки теоретически объяснить такое поведение анизотропии предпринимались в работах [3, 4]. В работе Бехками [3] был предложен набор переходных состояний, через которые происходит процесс деления в соответствии с гипотезой А. Бора [5], с определенными квантовыми числами. Вместе с тем, как было отмечено еще в работе [4], для удовлетворительного описания энергетической зависимости анизотропии осколков от энергии необходимо, чтобы параметры потенциального барьера (его кривизна) сильно варьировались для различных переходных состояний, принимая очень маленькие нефизические значения. Кроме того, такой подход не позволяет описать энергетическое поведение сечения деления вблизи порога, которое также имеет резонансоподобное поведение, особенно вблизи энергии нейтрона 800 кэВ где угловое распределение осколков резко вытянуто вперед в направлении пучка нейтронов.

Аналогичный резонанс в сечении деления вблизи порога имеется при делении ядра ^{230}Th нейтронами [6]. Он был интерпретирован как чистый вибрационный резонанс класса II в по-

тенциале деформации ядра ^{231}Th при делении [7]. Такая же интерпретация резонанса в ядре ^{234}U вызывает сложности, так как теоретические и экспериментальные данные по высоте первого максимума в двугорбом потенциале деления существенно меньше порога деления с учетом энергии захвата нейтрона [8, 9] так что резонанс класса II не может иметь места в таком потенциале. В данной работе делается предположение, что резонансоподобное поведение анизотропии и сечения деления ядра ^{234}U вблизи порога обусловлено вибрационными резонансами класса III в потенциале деформации.

Исследованию сечения деления ядра ^{234}U нейтронами были посвящены две недавние работы на установке n-TOF в ЦЕРН [10, 11]. Сечение деления, измеренное в работе [10], имеет четко выраженный резонанс при энергии нейтрона в районе 800 кэВ. Также были выполнены новые измерения анизотропии осколков в работе [12]. Как и в работах [1–3] наблюдается сильная вариация анизотропии, так что отношение вероятности вылета осколка вперед к вероятности вылета в перпендикулярном направлении максимальна при энергии нейтрона около 800 кэВ и минимальна при энергии в районе 500 кэВ. Преимущественное направление вылета вперед соответствует квантовому числу K проекции спина ядра на направление оси деформированного ядра в резонансе равному $1/2$, тогда как преимущественный вылет осколков в перпендикулярном направлении означает, что $K > 1/2$. В

статье выполнен подбор квантовых чисел и шин резонансов для описания поведения сечения и анизотропии осколков вблизи порога деления ядра ^{234}U нейтронами, особенно при энергии в районе 800 кэВ.

РАСЧЕТ СЕЧЕНИЯ ДЕЛЕНИЯ

Расчет сечения реакции $^{234}\text{U}(n, f)$ выполнялся по методу Хаузера–Фешбаха с использованием кода TALYS версии 1.8 [13]. В данном подходе процесс деления ядра нейтронами состоит из двух стадий: сначала нейтрон поглощается ядром с образованием возбужденного компаунд ядра, а затем ядро снимает возбуждение через различные, конкурирующие между собой каналы. При энергиях нейтрона меньше порога реакции ($n, 2n$) достаточно рассматривать конкуренцию испускания возбужденным ядром нейтронов, гамма-квантов, а также канала деления ядра. В методе Хаузера–Фешбаха рассматривается разложение сечений реакции по каналам с определенным полным спином и четностью компаунд ядра. Сечение образования компаунд ядра со спином J и четностью π вычисляется по следующей формуле:

$$\sigma_c^{J\pi}(E_{tot}) = \frac{\pi}{k^2} \frac{(2J+1)}{(2s+1)(2I+1)} \sum_{j=|J-I|}^{J+I} \sum_{l=|j-s|}^{j+s} T_{jl}^J(E_n) \delta_{\pi}, \quad (1)$$

где k – волновое число падающего нейтрона, $s = 1/2$ – спин нейтрона, I – спин начального ядра, $T_{jl}^J(E_n)$ – коэффициент проницаемости нейтрона с кинетической энергией E_n в системе центра масс, орбитальным моментом l и полным спином j , вычисленный для начального ядра ^{234}U .

Функция $\delta_{\pi} = 1$ если $\pi = \pi_0(-1)^l$, где π_0 – четность ядра мишени, и равна нулю, в противном случае. Полная энергия возбуждения компаунд ядра E_{tot} равна сумме кинетической энергии E_n и энергии связи нейтрона B_n в ядре ^{235}U . В программе TALYS коэффициенты проницаемости вычисляются по методу связанных каналов с использованием оптического потенциала для ядра урана.

Парциальное сечение деления компаунд ядра вычисляется по формуле:

$$\sigma_f^{J\pi}(E_n) = \sigma_c^{J\pi}(E_{tot}) \frac{\Gamma_f^{J\pi}(E_{tot})}{\Gamma^{J\pi}(E_{tot})}. \quad (2)$$

Полное сечение деления равняется сумме парциальных сечений. Отношение делительной ширины $\Gamma_f^{J\pi}(E_{tot})$ к полной ширине $\Gamma^{J\pi}(E_{tot})$ в формуле (2) можно вычислить по формуле:

$$\frac{\Gamma_f^{J\pi}(E_{tot})}{\Gamma^{J\pi}(E_{tot})} = \frac{T_f^{J\pi}(E_{tot})}{T_f^{J\pi}(E_{tot}) + T_n^{J\pi}(E_{tot}) + T_{\gamma}^{J\pi}(E_{tot})}, \quad (3)$$

где индексами f, n, γ обозначены коэффициенты проницаемости барьера деления, нейтрона и гамма-кванта соответственно. Для расчета коэффициентов проницаемости нейтрона использовался тот же оптический потенциал, как и в прямом канале, а коэффициент проницаемости гамма-квантов рассчитывались используя параметризацию силовой функции принятой в программе TALYS по умолчанию, за исключением общей перенормировки основанной на описании сечения (n, γ) реакции.

При расчете коэффициента проницаемости для барьера деления мы использовали теоретически рассчитанную в работе [14] зависимость высоты барьера в зависимости от деформации ядра, а также плотности уровней основного и деформированного состояний ядра, полученные в работе [15], и вычисленные в том же подходе, что и высоты барьеров в работе [14]. Расчетная форма зависимости потенциальной энергии ядра от параметра деформации β_2 имеет форму двугорбого барьера, так что внутренний барьер существенно ниже внешнего. Для удовлетворительного описания сечения деления выше порога, расчетный потенциальный профиль потенциальной энергии нормировался с коэффициентом 0.91, так что второй максимум барьера деления имеет высоту $E_B = 5.71$ МэВ. Коэффициент проницаемости внешнего барьера деления $T_{f,2}^{J\pi}(E_{tot})$ вычислялся по формуле:

$$T_{f,2}^{J\pi}(E_{tot}) = \sum_{i=1}^N T_{f,i}^{JK\pi}(E_{tot}) + \int_{\varepsilon_g}^{E_{tot}} \frac{1}{1 + \exp[2\pi(E_B + \varepsilon - E_{tot})/\hbar\omega_B]} \rho_B(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (4)$$

Здесь суммирование осуществляется по переходным состояниям над вторым барьером, где N – число переходных состояний учитываемых в расчете, ε_g – граничная энергия начала непрерывного спектра, $\rho_B(\varepsilon)$ – плотность уровней над внешним потенциальным барьером. Коэффициенты проницаемости $T_{f,i}^{JK\pi}(E_{tot})$ для дискретных переходных состояний i с квантовыми числами $JK\pi$ вычисляются по формуле Бора–Уилера. Аналогично формуле (4) вычисляется проницаемость внутреннего потенциального барьера $T_{f,1}^{J\pi}(E_{tot})$. Суммарная проницаемость для двух барьеров равняется:

$$T_f^{J\pi}(E_{tot}) = \frac{T_{f,1}^{J\pi}(E_{tot})T_{f,2}^{J\pi}(E_{tot})}{T_{f,1}^{J\pi}(E_{tot}) + T_{f,2}^{J\pi}(E_{tot})}. \quad (5)$$

В настоящем расчете для внешнего барьера учитывалось только одно наименьшее переходное состояние с квантовыми числами $JK\pi = (7/2 \ 7/2 \ +)$. Граничная энергия начала непрерывного спектра для внешнего барьера принималась равной 80 кэВ.

Расчетные плотности уровней $\rho_{\text{НФВ}}(\epsilon, J\pi)$ основного и деформированных состояний ядра ^{235}U немного модифицировались, в соответствии с формулой:

$$\rho(\epsilon, J\pi) = \exp(c\sqrt{\epsilon - \delta})\rho_{\text{НФВ}}(\epsilon - \delta, J\pi), \quad (6)$$

где параметры c и δ приведены в табл. 1. Параметры формулы (6) для основного состояния подгонялись по наилучшему описанию спектра уровней ядра ^{235}U , а также из условия описания экспериментальной плотности уровней нейтронных резонансов для ядра ^{234}U (экспериментальное среднее расстояние между уровнями $D_0^{\text{exp}} = 12.0 \pm 0.8$ эВ, расчетное $-D_0^{\text{th}} = 12.07$ эВ).

Расчетное сечение деления ядра ^{234}U нейтронами в сравнении с экспериментальными данными работы [16] и сечением, приведенным в файле оцененных нейтронных данных ENDF-B/VII.1 приведено на рис. 1. Как следует из сравнения расчета с экспериментом, имеется хорошее согласие при энергиях нейтрона выше порога деления и сильное занижение расчетного сечения в районе и ниже порога, там, где имеются существенные нерегулярности в поведении сечения.

РАСЧЕТ АНИЗОТРОПИИ РАЗЛЕТА ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ

Угловую анизотропию осколков деления можно вычислить по формуле:

$$W(\theta) = \sum_{JK\pi} \sigma_f^{JK\pi} W_{MK}^J(\theta). \quad (7)$$

Здесь квантовое число M – проекция спина делящегося ядра на направление импульса падающего нейтрона принимает значение равное $1/2$ в отсутствие предравновесных ядерных реакций, квантовое число K – проекция углового момента делящегося ядра на ось его симметрии (предполагается аксиальная симметрия делящегося ядра в области внешнего барьера). Функция $W_{MK}^J(\theta)$ выражается через функции вращения Вигнера:

$$W_{MK}^J(\theta) = \frac{1}{4}(2J + 1) \left[\left| d_{MK}^J(\theta) \right|^2 + \left| d_{-MK}^J(\theta) \right|^2 \right]. \quad (8)$$

Особенностью функций $W_{MK}^J(\theta)$ для $M = 1/2$ является свойство принимать максимум при нулевом угле θ только для значения квантового числа $K = 1/2$. Для больших квантовых чисел K функция $W_{MK}^J(\theta)$ равняется нулю при $\theta = 0$.

В области непрерывного спектра переходных состояний делящегося ядра распределение деля-

Таблица 1. Параметры плотностей уровней ядра ^{235}U

Состояние ядра	c	δ
Основное	0.12898	-0.0386
Внутренний барьер	0.5	0
Внешний барьер	0.5	0

щегося ядра по квантовым числам K принимается гауссовым [5]:

$$\sigma_f^{JK\pi}(E^*) = \sigma_f^{J\pi}(E^*) e^{-K^2/2K_0^2(E^*)}, \quad (9)$$

где дисперсия распределения $K_0(E^*)$, согласно статистической теории, определяется формулой:

$$K_0^{-2}(E^*) = \left(\frac{\hbar^2}{J_3} - \frac{\hbar^2}{J_{\perp}} \right) \frac{1}{T(E^*)}. \quad (10)$$

Здесь J_3, J_{\perp} – моменты инерции деформированного ядра при вращении вокруг оси Z и относительно оси перпендикулярной ей соответственно, $T(E^*)$ – температура ядра с энергией возбуждения E^* . При малых энергиях возбуждения функцию $K_0^2(E^*)$ можно аппроксимировать константой. Расчетная анизотропия осколков в сравнении с экспериментом при значении $K_0^2(E^*) = 9.5$ приведена на рис. 2. Как следует из сравнения, расчетная анизотропия удовлетворительно описывает экспериментальные данные выше энергии 1.1 МэВ и не воспроизводит осцилляции анизотропии в около-пороговой области.

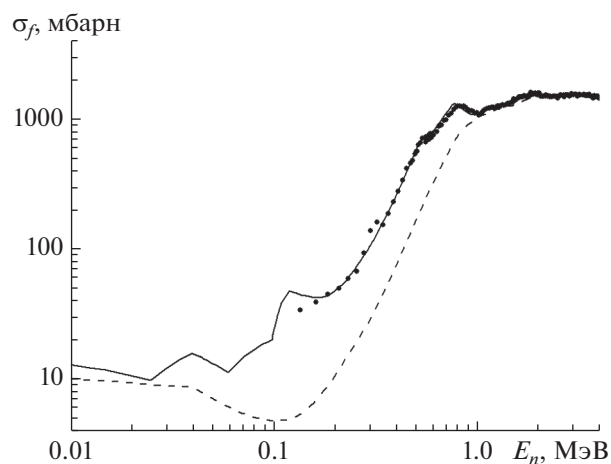


Рис. 1. Сечение деления ядра ^{234}U нейтронами. Сплошная кривая – оцененные сечения из файла ENDF-B/VII.0. Точки – экспериментальные данные работы [16]. Штриховая кривая – расчет по программе TALYS без учета резонансов.

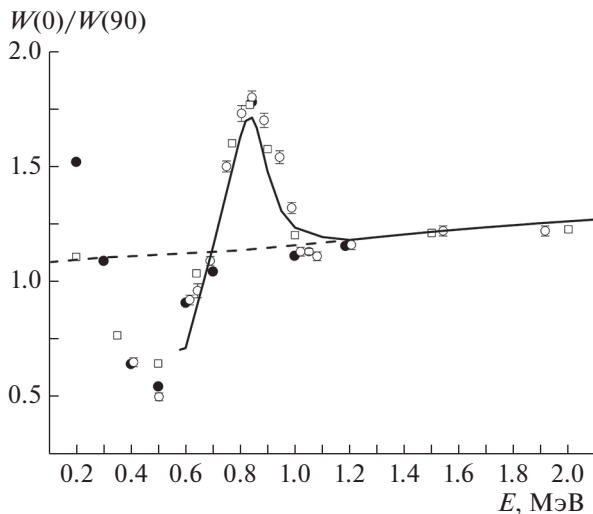


Рис. 2. Анизотропия разлета осколков деления. Штриховая кривая – расчет без учета резонансов. Сплошная кривая – учет двух вибрационных резонансов класса III.

УЧЕТ СОСТОЯНИЙ КЛАССА III

Включение в расчет дополнительных переходных состояний для внешнего барьера деления, выполненное в работах [3, 4], позволяет описать вариации анизотропии с энергией, однако это требует приписывание данным переходным состояниям кривизны гауссова барьера в несколько раз меньшей, чем ширина барьера для основного состояния. Кроме того, осцилляции сечения в районе порога при этом не описываются. Возможным объяснением поведения сечения и анизотропии осколков деления в околопороговой области энергий нейтрона может быть включение резонанса класса III в потенциальной энергии деформации делящегося ядра. Данный резонанс возникает во второй потенциальной яме энергии деформации и, вообще говоря, может иметь место не для всех мод деления ядра. Расчет проницаемости барьера деления будем проводить в предположении, что имеется два независимых пути движения для потенциального ландшафта – для первого имеется простой гауссов барьер с параметрами, описанными выше, а для второго более сложный двугорбый барьер классов II и III, в потенциальной яме которого присутствуют вибрационные резонансы. Глубина этой потенциальной ямы является небольшой, а резонансы имеют ма-

лую энергию, так что ширины их получаются значительными, выше энергетического разрешения в эксперименте. Квантовые числа вибрационного резонанса в районе 800 кэВ должны быть $K^\pi = 1/2^-$ для описания поведения анизотропии разлета осколков деления. Поскольку ядро при этом является сильно деформированным, то в спектре возбужденных состояний должна присутствовать целая вращательная полоса с угловыми моментами $J = K, K + 1, K + 2, \dots$. Энергия n -го состояний для этой полосы имеет вид:

$$E_n(J, K, \pi) = E_0(K, \pi) + \frac{\hbar^2}{2J_\perp} \times \left[J(J+1) - K(K+1) + \alpha(-)^{J+1/2} (J+1/2) \delta_{K,1/2} \right]. \quad (11)$$

Здесь параметр развязывания α определяется силой кариолисового взаимодействия для полосы с $K = 1/2$. Как отмечалось в работе [3], расчетная анизотропия слабо зависит от параметров α и $\hbar^2/2J_\perp$, так что в дальнейших расчетах значения этих параметров принимались равными $\alpha = 0$ и $\hbar^2/2J_\perp = 2.5$ кэВ. Проницаемость второго барьера в итоге представлялась как сумма резонансной и нерезонансной составляющих:

$$T_{f,2}^{J\pi}(E) = T_{f,res}^{J\pi}(E) + T_{f,trans}^{J\pi}(E). \quad (12)$$

Резонансная проницаемость вычисляется по формуле:

$$T_{f,res}^{J\pi}(E) = \frac{\Gamma_c \Gamma_f}{(E - E_n(J, K, \pi))^2 + \Gamma^2/4}, \quad (13)$$

где полная ширина резонанса Γ равняется сумме ширин Γ_c и Γ_f :

$$\Gamma = \Gamma_c + \Gamma_f. \quad (14)$$

Ширина Γ_f пропорциональна вероятности деления ядра в резонансе, а Γ_c – вероятности выйти из резонансного состояния без деления.

Параметры $E_0(K, \pi)$, Γ_c и Γ_f выбирались из условия наилучшего описания анизотропии разлета осколков деления. Всего рассматривалось два вибрационных состояния, квантовые числа которых, а также значения указанных параметров приведены в табл. 2. Расчетная анизотропия осколков деления для этого набора резонансов сравнивается с экспериментальными данными на рис. 2. На рис. 3 приведено сравнение расчетного углового распределения осколков деления при энергии нейтронов 0.843 кэВ в сравнение с экспериментальными данными из работ [2, 3]. Из сравнения с экспериментом следует, что в максимуме резонанса в области 0.8 МэВ мы имеем хорошее описание углового распределения осколков деления, имеющего максимум в направлении первич-

Таблица 2. Параметры вибрационных резонансов

Номер	E_0 , МэВ	K	π	Γ_c , кэВ	Γ_f , кэВ
1	0.815	1/2	–	60	60
2	0.60	3/2	+	60	60

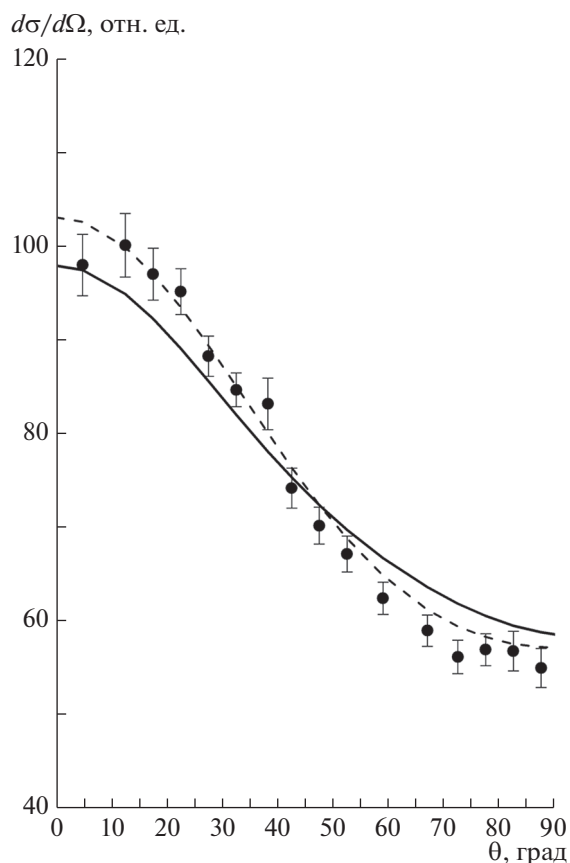


Рис. 3. Угловое распределение осколков при энергии нейтронов 843 кэВ. Кружки — эксперимент [3], сплошная кривая — расчет с учетом резонансов, штриховая кривая — аппроксимация экспериментальных данных из работы [2].

ного нейтрона. Расчетное сечение деления сравнивается с экспериментальными данными на рис. 4. Описание сечения деления в области энергии нейтрона больше 0.8 МэВ существенно улучшается, однако при меньших энергиях расчетное сечение меньше экспериментального. Это может быть связано с тем, что мы не рассматривали возможные более низкие резонансы. Их возможная природа может быть более сложной, чем чистые вибрационные резонансы, рассматриваемые в настоящей работе. Так в работе [16] резонансоподобное поведение сечения деления ядра ^{234}U нейтронами в области энергий 270–350 кэВ описывается как подавленный вибрационный резонанс с энергией 310 кэВ и шириной 60 кэВ, так что в эксперименте наблюдаются флуктуации сечения в указанной области. Для исследования природы резонансов в области энергий от 200 до 600 кэВ необходимо дополнительное детальное исследование поведения сечения и анизотропии разлета осколков деления в указанном диапазоне энергий нейтрона.

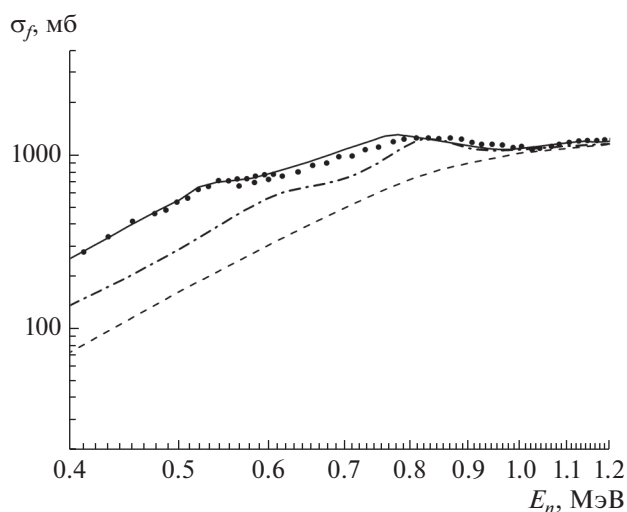


Рис. 4. Сечение деления ядра ^{234}U нейтронами. Сплошная кривая — оцененные сечения из файла ENDF-B/VII.0. Точки — экспериментальные данные работы [16]. Штриховая кривая — расчет по программе TALYS без учета резонансов. Штрих-пунктирная кривая — расчет по программе TALYS с учетом резонансов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе было проанализировано резонансоподобное поведение сечения деления и анизотропии разлета осколков деления ядра ^{234}U нейтронами в области порога деления. Главное внимание было уделено области энергий нейтрона около 800 кэВ, где имеется ярко выраженный пик в сечении деления и анизотропии осколков. В результате проведенного анализа было показано, что указанное поведение сечения и анизотропии может быть описано, если предположить наличие резонанса класса III при больших деформациях делящегося компаунда ядра ^{235}U . Косвенно наличие резонанса в моде St II подтверждается также особенностями в полной кинетической энергии осколков деления в области резонанса [17]. Данный резонанс имеет место только для моды St II деления, тогда как для других мод деления этот резонанс отсутствует и деление происходит через переходные состояния барьера деления. При энергиях меньше 700 кэВ должен иметь место, по крайней мере, еще один вибрационный резонанс с квантовыми числами $K\pi = 3/2+$ или $K\pi = 3/2-$. Поведение анизотропии разлета осколков деления выше энергии 600 кэВ удастся описать, включив в рассмотрение резонанс $K\pi = 3/2+$ при энергии 600 кэВ. Для полного описания поведения анизотропии осколков и сечения деления в области энергии нейтрона 300–600 кэВ необходимы более детальные данные по поведению сечения деления и углового распределения осколков в этой области энергии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Simmons J.E., Henkel R.L.* // Phys. Rev. 1960. V. 120. P. 198.
2. *Lamphere R.W.* // Nucl. Phys. 1962. V. 38. P. 561.
3. *Behkami A.N., Roberts J.H., Loveland W. et al.* // Phys. Rev. 1968. V. 171. P. 1267.
4. *Vandenbosch R.* // Nucl. Phys. A. 1967. V. 101. P. 460.
5. *Бор О., Моттelson Б.* Структура атомного ядра. Т. 2. М.: Мир, 1977. 664 с.
6. *James G.D., Lynn J.E., Earwaker L.G.* // Nucl. Phys. A. 1972. V. 189. P. 225.
7. *Bjørnholm S., Lynn J.E.* // Rev. Mod. Phys. 1980. V. 52. P. 725.
8. *Capote R., Herman M., Obložinsky P. et al.* // Nucl. Data Sheets. 2009. V. 110. P. 3107.
9. *Möller P., Sierk A.J., Ichikawa T. et al.* // Phys. Rev. 2009. Art. № 064304.
10. *Paradela C., Tassan-Got L., Audouin L. et al.* // Phys. Rev. C. 2010. V. 82. Art. № 034601.
11. *Karadimos D., Vlastou R., Ioannidis K. et al.* // Phys. Rev. C. 2014. V. 89. Art. № 044606.
12. *Al-Adili A., Hamsch F.-J., Pomp S. et al.* // Phys. Rev. C. 2016. V. 93. Art. № 034603.
13. *Koning A.J., Hilaire S., Duijvestijn M.C.* // Proc. Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology (Nice, 2007). P. 211.
14. *Goriely S., Samyn M., Pearson J.M.* // Phys. Rev. C. 2007. V. 75. Art. № 064312.
15. *Goriely S., Hilaire S., Koning A.J.* // Phys. Rev. C. 2008. V. 78. Art. № 064307.
16. *James G.D., Dabbs J.W.T., Harvey J.A. et al.* // Phys. Rev. C. 1977. V. 15. P. 2083.
17. <http://isinn.jinr.ru/proceedings/isinn-24/pdf/goenenwein.pdf>.