

97699

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Н-178

15 - 6373

Т.Надь

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИЙ ОБРАЗОВАНИЯ
СПОНТАННО ДЕЛЯЩИХСЯ ИЗОМЕРОВ
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ НЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ

Специальность 01-055 - физика атомного ядра
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Работа выполнена в Центральном институте физических исследований (Будапешт) и Лаборатории ядерных реакций Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель
кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник
Ю.П. Гангрский.

Официальные оппоненты:
доктор физико-математических наук, профессор
К.А. Петржак,
кандидат физико-математических наук Ю.М. Ципенюк.

Ведущее научно-исследовательское учреждение: Институт ядерных исследований АН СССР.

Автореферат разослан

6. V 1972 г.

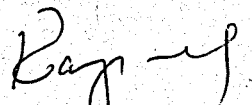
Защита диссертации состоится

15. VI 1972 г.

на заседании Объединенного Ученого совета ЛНФ и ЛЯР ОИЯИ,
Дубна, Московской области, конференц-зал.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета


Э.Н. Каржавина

15 - 6373

Т.Надь

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИЙ ОБРАЗОВАНИЯ
СПОНТАННО ДЕЛЯЩИХСЯ ИЗОМЕРОВ
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ НЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ

Специальность 01-055 - физика атомного ядра
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Вскоре после открытия деления ядер под действием нейтронов, Флеров и Петржак обнаружили деление, происходящее из основного состояния ядер, или спонтанное деление ^{/1/}. Спонтанное деление, происходящее из изомерного состояния, было обнаружено в 1962 году в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ ^{/2/}.

Исследование спонтанно делящихся изомеров показало, что они характеризуются необычными свойствами (аномально короткие периоды полураспада, сравнительно высокая энергия возбуждения и относительно малый спин, большой запрет по отношению к радиационным переходам и т.д.), которые, по-видимому, являются отражением сложной структуры барьера деления. Эти свойства спонтанно делящихся изомеров не объясняются капельной моделью деления ядра.

Теоретический фундамент представления, принятого в настоящее время для объяснения явления спонтанно делящихся изомеров, был создан В.М. Струтинским ^{/3/}. Им было показано, что потенциальную энергию деформации можно представить в виде суммы "капельной" энергии и оболочечной поправки. В результате этого барьер деления в ряде ядер вместо простой параболической формы имеет минимум при деформации, соответствующей седловой точке (двугорбая форма барьера). В такой модели

двугорбого барьера изомерный уровень представляет собой наимизшее состояние во второй потенциальной яме. Сечения реакций, приводящих к образованию спонтанно делящихся изомеров, а также ход функций возбуждения сильно зависят от параметров двугорбого барьера ядра. Поэтому исследование таких реакций может дать ценную информацию о структуре барьера деления.

Среди ядерных реакций особый интерес представляют реакции с нейтронами. Вследствие отсутствия заряда можно использовать нейтроны вплоть до самых малых энергий. При этих энергиях сечения захвата или деления очень велики. Кроме того, анализ реакций будет более определенным, если проводить сравнение различных характеристик (сечения, пороги, функции возбуждения) реакций деления и образования спонтанно делящихся изомеров.

Целью данной работы являлось измерение сечений реакций (n, γ) , (n, n') и $(n, 2n)$, приводящих к образованию спонтанно делящихся изомеров в широком диапазоне энергий (от тепловых до 16 Мэв) и массовых чисел (от $T h$ до $A m$), а также анализ результатов измерений на основе модели двугорбого барьера.

Диссертация состоит из пяти глав, предисловия и заключения.

В первой главе обсуждаются в общих чертах представления, относящиеся к барьеру (главным образом двугорбому) деления. Рассматриваются особенности спонтанного деления, которые не могут быть объяснены капельной моделью деления и каналовой теорией О. Бора-Уилера. Показаны оболочечные

структурные эффекты делящегося ядра. Для объяснения новых явлений, наблюдаемых в последние годы (спонтанно делящиеся изомеры, модуляция делительных резонансов при захвате нейтронов^{/4/}, угловое распределение осколков при делении ядра γ -квантами с энергией, близкой к барьеру деления^{/5/}), необходимо дальнейшее развитие теории деления ядра. Рассматривается новая модель деления ядра - модель двугорбого барьера. В этой модели процесс образования спонтанно делящегося изомера рассматривается как двухступенчатый: сначала рост деформации до величины, соответствующей положению второй потенциальной ямы, а затем испускание нейтрона или γ -кванта, в результате чего происходит заселение уровней во второй яме. Разрядка этих уровней приводит к образованию ядра в изомерном состоянии. Переходы между уровнями, находящимися в разных потенциальных ямах, запрещены из-за барьера, разделяющего эти ямы. При таком механизме реакции сечение образования изомера в реакциях (n, γ) или (n, n') имеет вид^{/6/}:

$$\sigma_i = \sigma_c \frac{\Gamma_1}{\Gamma_{d_1} + \Gamma_1} \cdot \frac{\Gamma_{d_2}}{\Gamma_{d_2} + \Gamma_2 + \Gamma_2}, \quad (1)$$

где σ_c - сечение образования составного ядра, Γ_1 и Γ_2 - ширины безрадиационных переходов из первой ямы во вторую и из второй в первую, Γ_{d_2} - делительная ширина во второй яме, Γ_{d_1} и Γ_{d_2} - приведенные ширины относительно испускания нейтронов или γ -квантов в первой и во второй потенциальных ямах.

Выражение для сечения деления имеет тот же вид, только значение Γ_{d_2} заменено Γ_2 . Поэтому получается простое выражение для отношения сечений образования изомера и деления:

$$\frac{\sigma_i}{\sigma_f} = \frac{\Gamma_{d2}}{\Gamma_2}, \quad (2)$$

где выражения для приведенных ширины во второй яме имеют вид:

$$\Gamma_{\gamma 2} = \frac{I}{\rho_2 (E^* - E_i)} \int_0^{E^* - E_i} E^3 \rho_2 (E^* - E_i - E) dE \quad (3)$$

$$\Gamma_{n2} = \frac{I}{\rho_2 (E^* - E_i)} \int_0^{E^* - B_n - E_i} E \cdot \rho_2 (E^* - B_n - E_i - E) dE \quad (4)$$

$$\Gamma_2 = \frac{N_2}{2\pi\rho_2 (E^* - E_i)} \quad (5)$$

$\rho_2 (E^*)$ - плотность уровней во второй яме при энергии возбуждения E^* , E_i - энергия изомерного уровня, E - кинетическая энергия испускаемого нейтрона или γ -кванта, B_n - энергия связи нейтрона, N_2 - эффективное число каналов на внешнем барьере.

Выражение для времени жизни изомерного уровня ^{/7/}:

$$T_{sf}^i = 3 \cdot 10^{-21} \exp \left[\frac{2\pi}{\hbar \omega_B} (E_B - E_i) \right] \text{ сек.} \quad (6)$$

Здесь E_B - высота второго барьера, $\hbar \omega_B$ - параметр, характеризующий ширину второго барьера.

Измеряя сечения и функции возбуждения реакций образования спонтанно делящихся изомеров и сравнивая полученные данные с показанными выше выражениями, можно получить сведения о параметрах двугорбого барьера.

Во второй главе описываются методики измерения сечений образования спонтанно делящихся изомеров. Поскольку единственным наблюдаемым до настоящего времени видом распада делящихся изомеров является спонтанное деление, то основным требованием к методике является разделение осколков спонтанно делящихся изомеров и мгновенного деления. Это разделение осуществлялось в работе различными способами.

При первом способе мишень исследованного изотопа облучалась пульсирующим пучком нейтронов. В этом случае можно было регистрировать отдельно осколки мгновенного деления, появляющиеся во время импульса нейтронов, и осколки спонтанно делящихся изомеров, появляющиеся в интервале между импульсами нейтронов. В такой методике детектором осколков для мишеней с низкой α -активностью (^{232}Th , ^{238}U , ^{235}U) применялась ионизационная камера ^{/8,9/}, а для изотопов с высокой α -активностью (изотопы Pu и Am) - искровой счетчик ^{/10,11/}. Импульсы со счетчика, вызываемые осколками деления, подавались на временной анализатор, работа которого была синхронизована с модуляцией пучка ускоренных частиц.

Использование для модуляции импульсов с короткими фронтами позволило наблюдать спонтанно делящиеся изомеры с периодами полураспада до 1 мксек.

При более коротких временах жизни изомера использовалась другая методика - методика времени пролета ^{/12/}. По этой методике разделение осколков двух типов деления возможно путем пространственного разделения мест образования и деления ядра в изомерном состоянии. Такое разделение осуществляется благодаря тому, что бомбардирующий нейтрон сообщает ядру импульс, в результате чего ядро, образующееся в изомерном состо-

янии, вылетает из мишени на достаточно большое расстояние, зависящее от времени жизни изомерного состояния. В качестве детектора осколков применялась слюда-мусковит. Детектор имел форму кольца с внешним диаметром 60 мм и внутренним - 12 мм. Через отверстие кольца пролетали ядра отдачи из мишени. Взаимное расположение мишени и детектора было таким, что осколки регистрировались лишь в том случае, если выбитые нейтронами из мишени ядра отдачи испытывали спонтанное деление на расстоянии более 1 мм от мишени. Это позволило наблюдать делящиеся изомеры с временами жизни $T_{1/2} > 5$ нсек.

Методика времени пролета дает возможность облучать мишени нейтронами непрерывно, однако она стала тоже неприемлимой, когда исследовались спонтанно делящиеся изомеры с короткими периодами полураспада в реакциях с нейтронами малых энергий. В таких случаях можно использовать метод задержанных совпадений /13,14/. Поскольку образованию спонтанно делящегося изомера предшествует каскад γ -квантов, то осколки деления от распада изомера будут задержаны по отношению к этим γ -квантам, причем величина задержки определяется временем жизни изомерного состояния. Таким образом, наблюдение запаздывающих совпадений осколков деления по отношению к γ -квантам в постоянном потоке нейтронов указывает на образование спонтанно делящегося изомера. В этих измерениях для регистрации осколков использовались или газовый сцинтилляционный счетчик, или поверхностно-барьерный детектор.

В работе использовались нейтроны, получаемые на двух типах ускорителей - нейтронном генераторе НГ-200, ускоряющем дейтоны до энергии 200 кэв, и электростатическом ускорителе

ЭГ-5, ускоряющем протоны и дейтоны до 5 Мэв. Характеристики используемых в работе нейтронных пучков (диапазон энергий, интенсивность под углом 0° по отношению к пучку заряженных частиц при толщине мишени в 1 Мэв) представлены в таблице 1.

Во второй таблице представлены основные характеристики детекторов осколков деления, использованных в ходе данных работ. Применение того или иного детектора определялось всегда условием данной задачи измерений. Определив с помощью этих детекторов число осколков спонтанно делящихся изомеров и измеряя одновременно число осколков мгновенного деления, можно было получить отношения сечений этих процессов, и из анализа полученных данных сделать выводы о параметрах двугорбого барьера деления.

В третьей главе описываются измерения функции возбуждения реакций образования спонтанно делящихся изомеров ^{242}Am и ^{244}Am при радиационном захвате нейтронов в широком диапазоне энергий (от 0,8 до 16 Мэв), а также опыты по измерению сечений реакций образования спонтанно делящихся изомеров при захвате тепловых нейтронов ядрами ^{235}U и ^{239}Pu . Функции возбуждения реакций $^{241}\text{Am}(n, \gamma)$, ^{242}Am и $^{243}\text{Am}(n, \gamma)$, ^{244}Am уже измерялись ранее /15,16/, но полученные результаты при энергиях нейтронов выше 4 Мэв были неопределенными из-за большого и трудно контролируемого вклада мягких нейтронов в реакции $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$. Кроме того, имели место различия функций возбуждения реакций образования изомеров ^{242}Am и ^{244}Am , которые не подтверждались в реакциях (d, p) /17/.

Таблица 1.

Реакция	Q (МэВ)	Диапазон энергии ней- тронов при $E_{max} = 4$ МэВ $E_{p,d}$ (МэВ)	$\frac{d\sigma}{d\Omega} (\theta = 0^\circ, E = 4 \text{ МэВ})$ [мбарн] [стерад]	Y_n (толщина мишени 1 МэВ) [сек. мка. стер.]
${}^7\text{Li} + p$	-1,645	0,030 - 2,32	55	10^8
${}^3\text{H} + p$	-0,764	0,064 - 3,22	90	$4 \cdot 10^8$
${}^2\text{H} + d$	3,28	2,47 - 7,26	68	$4 \cdot 10^8$
${}^3\text{H} + d$	17,6	14,7 - 20,8	21	10^8
${}^9\text{Be} + d$	4,4	0,66 - 8,6	-	$2 \cdot 10^{10}$ (толстая мишень, на 4π)

10

Таблица 2

Детектор осколков	Максимальная эффективность регистрации (%)	Разрешающее время, (сек)	Предельная интенсивность α -частиц ($\frac{I}{\text{сек}}$)
Ионизаци- онная камера	100	10^{-7}	10^7
Поверхност- но-барьер- ный детектор	100	10^{-8}	10^8
Газовый спинтилля- ционный счетчик	100	$5 \cdot 10^{-9}$	$2 \cdot 10^8$
Искровой счетчик	30	10^{-7}	10^9 ($\frac{I}{\text{см}^2}$)
Диэлектри- ческий детектор (слюда)	90	∞	10^{14} ($\frac{I}{\text{см}^2}$) (интегральный поток)

11

Поэтому в нашей работе особое внимание было уделено выяснению этих неопределенностей. Для повышения точности измерений осколки обоих типов деления регистрировались одним и тем же детектором в одинаковых условиях. Кроме этого, для получения нейтронов с энергией выше 3 Мэв использовали реакции, которые не дают нейтронов малых энергий - ${}^3\text{H}(p,n){}^3\text{He}$, ${}^2\text{H}(d,n){}^3\text{He}$, ${}^3\text{H}(d,n){}^4\text{He}$.

Из измеренного в таких условиях отношения выходов осколков запаздывающего и мгновенного деления, после введения поправок на распад изомера, получили отношения сечений этих процессов. Зависимость этих отношений от энергии нейтронов представляет собой монотонно спадающую кривую. Отношения сечений в обеих реакциях близки по порядку величины и при минимальных энергиях нейтронов имеют значения $\approx 10^{-4}$.

Так как сечения деления ${}^{241}\text{Am}$ и ${}^{243}\text{Am}$ нейтронами известны /18,19/, то из измеренных отношений сечений запаздывающего и мгновенного деления можно было определить функции возбуждения реакций образования спонтанно делящихся изомеров ${}^{242}\text{Am}$ и ${}^{244}\text{Am}$.

В таблице 3 представлены значения измеренных отношений сечений образования изомера (σ_i) и деления (σ_f) и рассчитанные из них значения σ_i для реакций (n, γ), приводящих к образованию делящихся изомеров ${}^{242}\text{Am}$ ($T_{1/2} = 14$ мсек) и ${}^{244}\text{Am}$ ($T_{1/2} = 1,1$ мсек), как функции энергии нейтронов (E_n).

Результатом этих измерений является корреляция процессов образования изомера и деления, пороговый ход обеих функций возбуждения, подобие по форме функций возбуждения и близость по величине значений сечений этих реакций (как и в реакциях (d, p)).

Таблица 3.

Изомер	E_n (Мэв)	σ_i (10^{-28} см 2)	$\frac{\sigma_i}{\sigma_f}$ (10^{-4})
${}^{242}\text{Am}$	0,8	$0,3 \pm 0,12$	$0,5 \pm 0,2$
	1,0	$0,45 \pm 0,17$	$0,4 \pm 0,15$
	1,5	$0,4 \pm 0,17$	$0,25 \pm 0,1$
	2,0	$0,5 \pm 0,2$	$0,25 \pm 0,1$
	5,5	$0,2 \pm 0,08$	$0,1 \pm 0,04$
${}^{244}\text{Am}$	0,8	$0,19 \pm 0,08$	$0,6 \pm 0,25$
	1,0	$0,48 \pm 0,19$	$0,5 \pm 0,2$
	1,25	$0,4 \pm 0,13$	$0,3 \pm 0,1$
	1,5	$0,28 \pm 0,11$	$0,2 \pm 0,08$
	2,0	$0,28 \pm 0,11$	$0,2 \pm 0,08$
	3,0	$0,15 \pm 0,05$	$0,1 \pm 0,04$

В диссертации подробно излагается обсуждение измеренной функции возбуждения на основе модели двугорбого барьера. Используя формулы (2) - (6) для анализа результатов измерений, можно было определить высоту внешнего барьера (E_B) и параметр $\hbar\omega_B$, характеризующий ширину второго барьера при ядрах ^{242}Am и ^{244}Am (таблица 4). Из анализа функций возбуждения получены значения высоты внутреннего барьера (E_A) и параметра $\hbar\omega_A$, характеризующего кривизну первого барьера.

Таблица 4

Ядро	B_n (МэВ)	E_A (МэВ)	E_B (МэВ)	$\hbar\omega_A$ (МэВ)	$\hbar\omega_B$ (МэВ)
^{242}Am	5,60	6,4	5,5	0,6	0,4
^{244}Am	5,22	6,3	5,3	0,6	0,4

В четвертой главе описываются измерения сечений реакций образования спонтанно делящихся изомеров при неупругом рассеянии нейтронов с энергией 14,7 МэВ и нейтронов широкого спектра энергий (3-7 МэВ), получаемых в реакции $^9\text{Be} + d$. Полученные результаты интерпретируются на основе модели двугорбого барьера.

В реакциях (n, n') определили сечения образования спонтанно делящихся изомеров ^{238}U , ^{242}Pu и ^{243}Am . Для короткоживущих изомеров ^{238}U и ^{242}Pu - использовали методику времени пролета, и измерения проводились при непрерывном потоке нейтронов, а для изомера ^{243}Am использовали импульсный пучок нейтронов, и осколки деления регистрировались при помощи искрового счетчика. Полученные на опыте сечения реакций (n, n') - σ_i , рассчитанные с помощью формулы

$$\sigma_g = \sigma_c \frac{\Gamma_n}{\Gamma_n + \Gamma_f} \left[\left(1 + \frac{\Delta E_2}{T}\right) e^{-\frac{\Delta E_2}{T}} - e^{-\frac{\Delta E_1}{T}} \right], \quad (7)$$

сечение реакции (n, n'), приводящей к основным состояниям ядер - σ_g в максимуме функции возбуждения ^{/20/}, а также известные из опыта сечения деления этих ядер - σ_f , представлены в таблице 5. (В формуле (7) ΔE_1 и ΔE_2 - энергии возбуждения, отсчитываемые соответственно от порога образования изомера и порога реакций ($n, n'f$), T - температура ядра, Γ_n и Γ_f - соответственно нейтронная и делительная ширины).

Из измеренного на опыте отношения σ_i/σ_f можно определить высоту внешнего барьера. Для этого полученное с помощью формулы (2) отношение Γ_{n_2}/Γ_2 , которое является функцией высоты барьера, сравнивалось с аналогичным отношением для основных состояний ядер Γ_n/Γ_f , где высота барьера деления известна. Используя эмпирическое выражение для отношения нейтронной и делительной ширины ^{/21/}, можно получить:

$$\frac{\Gamma_{n_2}/\Gamma_2}{\Gamma_n/\Gamma_f} = e^{\frac{E_B - E_i - E_f}{T}}, \quad (8)$$

где $E_B - E_i$ означает высоту внешнего барьера, отсчитываемую от энергии изомерного состояния, E_f - барьер деления, известный из опыта, T - температура ядра.

Высоту внутреннего барьера можно получить из отношения сечений реакций образования изомерного и основного состояний, которое в модели двугорбого барьера определяется выражением ^{/6/}:

$$\frac{\sigma_i}{\sigma_g} = \frac{N_2}{N_1} \cdot \frac{N_A}{N_A + N_B}, \quad (9)$$

Таблица 5.

Изотоп	$\Gamma_{I/2}$ (сек)	σ_i (10^{-28} см ²)	σ_g (10^{-24} см ²)	σ_f (10^{-24} см ²)	$\frac{\sigma_f}{\sigma_i} (10^{-4})$	$\frac{\sigma_f}{\sigma_g} (10^{-4})$
²³⁸ U	$2 \cdot 10^{-7}$	1,4±0,5	0,8	0,7	2±0,7	1,8±0,6
²⁴² Pu	$2,8 \cdot 10^{-8}$	0,9±0,3	0,94	1,2	0,76±0,3	0,95±0,3
²⁴³ Am	$6,5 \cdot 10^{-6}$	1,5±0,6	0,74	1,4	1,1±0,4	2,1±0,8

Таблица 6.

Ядро	$\frac{\sigma_i}{\sigma_f} (10^{-4})$	Γ_n / Γ_f	E_{B-E_f} (МэВ)	E_B (МэВ)	E_A (МэВ)	$\frac{\tau_{\omega B}}{\tau_{\omega A}}$ (МэВ)
²³⁹ U	2	6	2,5	5,5	6,2	-
²⁴³ Pu	0,76	1,8	2,3	5,3	6,3	0,5
²⁴⁴ Am	1,1	1,4	2,6	5,6	6,3	0,4

где N_2 и N_1 - число уровней во второй или первой потенциальной яме, N_A и N_B - эффективное число каналов на внутреннем и внешнем барьерах.

Определенные таким способом значения высот внешнего и внутреннего барьеров, а также значения параметра $\tau_{\omega B}$, полученного из известных времен жизни изомерных состояний, представлены в таблице 6.

В случае ядер ²³⁹Pu и ²⁴³Am для исследования реакций (n, n') использовались нейтроны с энергией 14,7 МэВ. При облучении мишени ²³⁹Pu наблюдались осколки спонтанного деления, временное распределение которых соответствовало периоду полураспада 8 мксек. Это служило указанием на образование спонтанно делящегося изомера ²³⁹Pu в реакции неупругого рассеяния нейтронов. Сечение реакции составляло 170 мкбарн. Это значение значительно больше, чем можно ожидать из рассчитанной функции возбуждения реакции ²³⁹Pu(n, n')²³⁹Pu. По-видимому, изомерное состояние образуется в результате прямого взаимодействия налетающего нейтрона с ядрами. Для изомера ²⁴³Am получили только верхнюю границу сечения реакций (n, n'), которая составляет 50 мкбарн.

В пятой главе описываются результаты, полученные при исследовании реакций ($n, 2n$) нейтронами с энергией 14,7 МэВ, приводящих к образованию спонтанно делящихся изомеров. Были измерены сечения этих реакций при облучении мишеней 9 различных ядер (табл. 7). Измерения и анализ полученных данных производились так же, как и в случае реакций (n, n'). Параметры барьера, полученные из анализа реакций ($n, 2n$), представлены в таблице 8. Здесь значение σ_f' представляет собой исправленное сечение деления, которое учитывает

Таблица 7.

Изомер	$T_{1/2}$ (сек)	σ_i (10^{-28} см ²)	σ_g (10^{-24} см ²)	$\frac{\sigma_i}{\sigma_f} (10^{-4})$	$\frac{\sigma_i}{\sigma_g} (10^{-4})$
²⁴² Am	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$1,1 \pm 0,5$	0,36	$0,8 \pm 0,3$	$3,1 \pm 1,4$
²⁴¹ Pu	$2,7 \cdot 10^{-5}$	$1,0 \pm 0,25$	0,52	$0,70 \pm 0,2$	$1,9 \pm 0,5$
²³⁹ Pu	$8 \cdot 10^{-6}$	$2,0 \pm 0,5$	0,3	$0,85 \pm 0,2$	$6,7 \pm 1,6$
²³⁸ Pu	$\geq 5 \cdot 10^{-9}$	$\leq 0,06$	0,2	$\leq 0,03$	$\leq 0,3$
²³⁶ Np	$(1-100) \cdot 10^{-6}$	$\leq 0,3$	0,39	$\leq 0,12$	$\leq 0,77$
²³⁷ U	$\geq 5 \cdot 10^{-9}$	$\leq 0,13$	0,78	$\leq 0,1$	$\leq 0,17$
²³⁴ U	$\geq 5 \cdot 10^{-9}$	$\leq 0,09$	0,65	$\leq 0,05$	$\leq 0,15$
²³² U	$\geq 5 \cdot 10^{-9}$	$\leq 0,4$	0,37	$\leq 0,1$	$\leq 1,1$
²³¹ Th	$\geq 5 \cdot 10^{-9}$	$\leq 0,09$	1,56	$\leq 0,26$	$\leq 0,06$

18

Таблица 8.

Ядро	$\frac{\sigma_i}{\sigma_f} (10^{-4})$	$\frac{\sigma_i}{\sigma_f'} (10^{-4})$	Γ_n / Γ_f	$E_B - E_i$ (МэВ)	E_B (МэВ)	E_A (МэВ)	κ_{ω_B} (МэВ)
²⁴⁰ Pu	0,85	1,7	0,6	2,4	5,4	5,8	0,6
²⁴² Pu	0,7	1,3	1,15	2,0	5,0	5,7	0,45
²⁴³ Am	0,8	2,3	1,0	2,3	5,3	5,8	0,4

19

то обстоятельство, что в таких реакциях деление может происходить как перед испарением нейтронов, так и после испарения первого и второго нейтронов; в то же время в выражение (2) входит сечение деления на второй ступени (σ'_f), когда происходит разделение путей реакций, ведущих к делению или к образованию ядра в изомерном или основном состоянии. Зная вероятности деления на каждой ступени, из измеренного сечения деления (σ_f) можно определить значение σ'_f .

Из таблицы 7 видно, что выход осколков, связанный с распадом спонтанно делящихся изомеров, имеет место в изотопах Am и Pu и не наблюдается в изотопах Np , U и Th .

Из опытов следует, что, если в изотопах Np , Th и U имеются спонтанно делящиеся изомерные состояния, то они имеют малые периоды полураспада или малые сечения образования, или же большую долю γ -переходов при разрядке изомерных уровней.

Суммируя результаты измерений реакций (n, n') в диапазоне энергий нейтронов 3-7 Мэв, реакций $(n, 2n)$ при энергии 14,7 Мэв и реакций (n, γ) с нейтронами выше 0,8 Мэв можно видеть, что изомерные отношения (σ_i / σ_g) составляют по порядку величины 10^{-4} , и это близко к значениям, полученным в реакциях с заряженными частицами. Реакция (n, n') при энергии нейтронов 14,7 Мэв характеризуется аномально высоким сечением образования спонтанно делящихся изомеров, что указывает на большую роль прямого взаимодействия при образовании изомерного состояния. Из анализа исследованных реакций на основе модели двугорбого барьера получилось, что для всех исследованных в данной работе ядер - изотопов урана, плутония и америция - второй барьер на 0,5 - 1,0 Мэв ниже первого, но более широк.

В диссертации:

1. Дан обзор особенностей спонтанного деления, которые не могут быть объяснены капельной моделью деления и каналовой теорией О.Бора-Уилера. Показано, как учет оболочечной поправки приводит к двугорбой форме барьера деления. Сведения о параметрах двугорбого барьера можно получить путем анализа результатов опытов по исследованию свойств спонтанно делящихся изомеров.

2. Описан ряд методик и установок, разработанных для исследования реакций с нейтронами, приводящих к спонтанно делящимся изомерам (методика, основанная на модуляции пучка нейтронов, методика измерения времени пролета и методика задержанных совпадений). Использование этих методик позволяет измерять периоды полураспада спонтанно делящихся изомеров до 5 нсек.

3. Измерены функции возбуждения реакций $^{241}Am(n, \gamma)$, ^{242}Am и $^{243}Am(n, \gamma)$, ^{244}Am в диапазоне энергий нейтронов от 0,8 до 16 Мэв.

4. С помощью методики измерения задержанных совпадений осколков и электронов конверсии проведены опыты по получению спонтанно делящихся изомеров ^{236}U и ^{240}Pu при радиационном захвате тепловых нейтронов.

5. Измерены сечения реакций $^{238}U(n, n')$, $^{239}Pu(n, n')$, $^{242}Pu(n, n')$, $^{243}Am(n, n')$, $^{240}Pu(n, 2n)$, $^{242}Pu(n, 2n)$, $^{243}Am(n, 2n)$, приводящих к образованию спонтанно делящихся изомеров.

6. Получены верхние границы сечений образования спонтанно делящихся изомеров в реакциях $^{232}Th(n, 2n)$, $^{233}U(n, 2n)$, $^{235}U(n, 2n)$, $^{238}U(n, 2n)$, $^{237}Np(n, 2n)$, $^{239}Pu(n, 2n)$.

7. Проведен анализ полученных результатов на основе модели двугорбого барьера. Получены сведения о высоте и ширине внешнего и внутреннего барьеров.

Работа была выполнена в Центральном институте физических исследований (Будапешт) и Лаборатории ядерных реакций Объединенного института ядерных исследований (Дубна) в период 1968-1971 г.г.

Диссертация написана по материалам опубликованных работ /8-10,12,13/.

Отдельные результаты докладывались на XXI Ежегодном совещании по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра (Москва, 1971 г.) и на Всесоюзном совещании по нейтронной физике (Киев, 1971 г.).

Л и т е р а т у р а

1. G.N.Flerov, K.A.Petrzhak. Phys.Rev., 58, 89 (1940).
2. С.М. Поликанов, В.А. Друин, В.А. Карнаухов, В.Л. Михеев, А.А. Плева, Н.К. Скобелев, В.Г. Субботин, Г.М. Тер-Акопян, В.А. Фомичев. ЖЭТФ 42, 1464 (1962).
3. V.M.Strutinsky. Nucl.Phys., A95, 420 (1967).
4. E.Migneco, J.P.Theobald. Nucl.Phys., A112, 603 (1968).
5. А.В. Игнатюк, Н.С. Работнов, Г.Н. Смиренин, А.С. Солдатов, Ю.М. Ципенюк. ЖЭТФ 61, 1284 (1971).
6. S.Jägare. Nucl.Phys., A137, 241 (1969).
7. J.R.Nix, G.E.Walker. Preprint LA-DC-10, 144 (1969).
8. L.Nagy, T.Nagy, I.Vinnay. KFKI Közl. 17, 165 (1969).
9. T.Nagy, L.Nagy, S.Dési. Nucl.Instr. and Meth., 8, 327 (1960).

10. Т. Надь, А.Г. Белов, Ю.П. Гангрский, Б.Н. Марков, И.В. Сизов, И.Ф. Харисов. Acta Phys.Hung., 30, 293 (1971); Препринт ОИЯИ, P7-5162, Дубна, 1970;
11. Т. Надь, А.Г. Белов, Ю.П. Гангрский, Б.Н. Марков, И.В. Сизов, И.Ф. Харисов. Доклад на XXI Ежегодном совещании по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Москва, 1971 г., "Наука", Ленинград, стр. 109, 1971.
12. Ю.П. Гангрский, Т. Надь, И. Виннай, И. Ковач. АЭ, 31, 156 (1971); Препринт ОИЯИ, P3-5528, Дубна, 1970.
13. Ю.П. Гангрский, Б. Далхсурен, Б.Н. Марков, Т. Надь, А. Лайтаи, И. Виннай, Л. Йеки, Д. Клуге. Препринт ОИЯИ, P15-6147, Дубна, 1971.
14. А.Г. Белов, Ю.П. Гангрский, Б. Далхсурен, А.М. Кучер. ЯФ, 14, 685 (1971).
15. G.N.Flerov, A.A.Pleve, S.M. Polikanov, S.P.Tretyakova, I.Boca, M.Sezon, I.Vilcov, N. Vilcov. Nucl.Phys., A102, 443 (1967).
16. I.Boca, N.Martalogu, M.Sezon, I.Vilcov, N.Vilcov, G.N.Flerov, A.A.Pleve, S.M.Polikanov, S.P.Tretyakova. Nucl.Phys., A134, 541 (1969).
17. С. Бьёрнхольм, И. Борггрин, Ю.П. Гангрский, Г. Слеттен. ЯФ, 8, 459 (1968).
18. Э.Ф. Фомушкин, Е.К. Гутникова. ЯФ, 10, 917 (1968).
19. D.K.Butler, R.K.Sjoblom. Phys.Rev., 124, 1129 (1961).
20. R.Vandenbosch, T.D.Thomas, S.E.Vandenbosch, R.A.Glass, G.T.Seaborg. Phys.Rev., 111, 1358 (1958).
21. Y.Fujimoto, Y.Yamaguchi. Prog.Theor.Phys., 5, 76 (1950).

Рукопись поступила в издательский отдел
10 апреля 1972 года.