

G-19



**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ**

15 - 10810

**ГАНГРСКИЙ**  
**Юрий Петрович**

**СПОНТАННО ДЕЛЯЩИЕСЯ ИЗОМЕРЫ**  
**И СТРУКТУРА БАРЬЕРА ДЕЛЕНИЯ**

Специальность 01.04.16 - физика атомного ядра  
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой  
степени доктора физико-математических наук

Дубна 1977

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций  
Объединенного института ядерных исследований.

Официальные оппоненты:

член-корреспондент АН УССР В.М.Струтинский,  
доктор физико-математических наук Г.Н.Смирнин,  
доктор физико-математических наук Ю.П.Попов.

Ведущее предприятие:

Ленинградский институт ядерной физики им. Б.П.Константинова  
АН СССР.

Защита диссертации состоится " " \_\_\_\_\_ 1977 г.  
в " " час. на заседании специализированного совета  
Д.047.01.05 при Лаборатории нейтронной физики и Лаборатории  
ядерных реакций Объединенного института ядерных исследований  
(г.Дубна).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан " " \_\_\_\_\_ 1977 года.

УЧЕНЫЙ СЕКРЕТАРЬ СОВЕТА

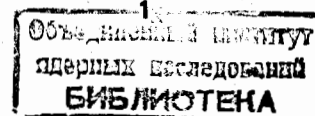
кандидат физико-математических наук

Ю.В.ТАРАН

" " июля 1977 года.

Деление ядер является сложным процессом, в котором коллек-  
тивное движение нуклонов приводит к такому изменению формы  
ядра, что происходит его разрыв на две примерно равные части.  
При этом форма ядра меняется от сферической или  
слабо деформированной в начале до гантелеобразной при раз-  
рыве и происходит коренная перестройка нуклонных  
конфигураций, неоднократное перераспределение энергии между  
различными степенями свободы. Сложность процесса деления,  
многообразие сопровождающих его явлений позволяют исследовать  
совершенно различные стороны атомных ядер (форма потенциальной  
поверхности, спектры уровней при больших деформациях, распад  
ядер, удаленных от области  $\beta$ -стабильности и т.д.). Для успеш-  
ного проведения этих исследований необходимо выбрать такие  
явления, в которых наиболее четко отражаются изучаемые свойства  
ядер, а также модель, правильно и всесторонне описывающую эти  
явления.

В последние годы был достигнут большой прогресс в пони-  
мании процесса деления, который в основном связан с развитием  
наших представлений о роли оболочечной структуры при повышенной  
деформации ядра. В.М.Струтинским был предложен метод оболочеч-  
ной поправки, в котором полная энергия ядра является суммой  
энергий жидкой капли и оболочечной и парной поправок. Много-  
численные расчеты масс ядер и энергий деформации, проведенные  
с помощью этого метода, показали, что потенциальная поверхность  
уже не является гладкой функцией деформации. Наиболее харак-  
терной особенностью этой поверхности в актиноидных элементах  
является появление достаточно глубокого минимума в районе



седловой точки каплевого барьера деления (рис.1). Этот минимум можно рассматривать как потенциальную яму, имеющую систему квазистационарных состояний, ниже из которых является изомерным.

Развитая на основе этих представлений модель двугорбного барьера деления объяснила целый ряд явлений, которые оставались непонятными в рамках прежних теорий (широкие резонансы в сечении деления и их структура, особенности углового распределения осколков, спонтанно делящиеся изомеры). Все эти явления возникают вследствие сложной структуры барьера, поэтому исследование их позволяет получить важные сведения о форме потенциальной поверхности и о свойствах ядер при аномально больших деформациях.

Это направление исследований и является предметом представленной диссертации. Источником указанных сведений служили спонтанно делящиеся изомеры, которые были открыты в 1962 году в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ в ходе работ по синтезу новых трансураниевых элементов. Исследование реакций образования спонтанно делящихся изомеров, способов их распада и интерпретация полученных результатов на основе модели двугорбного барьера позволяют получить сведения о структуре барьера деления, свойствах уровней при деформации, вдвое превышающей равновесную (во второй потенциальной яме), и о вероятностях переходов, связанных с изменением деформации ядра.

Основные исследования были выполнены в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ (на циклотронах У-300 и У-200, микротроне, нейтронном генераторе). Часть измерений была проведена на электростатическом генераторе Лаборатории нейтронной физики

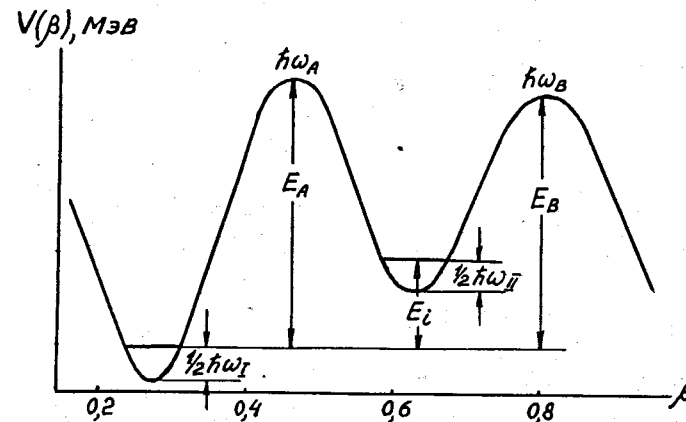


Рис. 1. Форма барьера деления тяжелых ядер.

Z	234	236	238	240	242	244	246	A
98								Cf
96					$6 \cdot 10^{-7}$	$5 \cdot 10^{-9}$	$8 \cdot 10^{-7}$	Vk
96				$5 \cdot 10^{-8}$	$2 \cdot 10^{-8}$	$2 \cdot 10^{-7}$	$4 \cdot 10^{-7}$	St
94			$10^{-8}$	$3 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-7}$	$9 \cdot 10^{-4}$	$1.5 \cdot 10^{-6}$	Am
94	$2 \cdot 10^{-8}$	$3 \cdot 10^{-8}$	$9 \cdot 10^{-7}$	$8 \cdot 10^{-9}$	$8 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-9}$	$3 \cdot 10^{-5}$	Pu
92		$4 \cdot 10^{-11}$	$8 \cdot 10^{-8}$	$7 \cdot 10^{10}$	$8 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-9}$	$5 \cdot 10^{-6}$	Np
92		$4 \cdot 10^{-8}$						U
92		$10^{-7}$		$2 \cdot 10^{-7}$				Pa

Рис. 2. Распространенность спонтанно делящихся изомеров. Цифры в квадратах — периоды полураспада изомерных состояний в сек.

ОИЯИ, на микротроне Института физических проблем АН СССР, на циклотроне У-120 Института атомной физики (Бухарест), на реакторе Центрального института физических исследований (Будапешт).

Диссертация состоит из трех глав, введения и заключения. Во введении рассматриваются основные свойства спонтанно делящихся изомеров и те сведения о делении ядер, которые могут быть получены в результате их изучения. Главной особенностью спонтанно делящихся изомеров является то, что основным способом их распада является спонтанное деление. Эта особенность позволяет выделять их на фоне других изомерных состояний, распадающихся главным образом путем испускания  $\gamma$ -квантов и, реже,  $\alpha$ - или  $\beta$ -частиц.

Спонтанно делящиеся изомеры расположены в сравнительно узкой области ядер от  $U$  до  $Bk$  с числом нейтронов от 131 до 148 (рис. 2). Их периоды полураспада лежат в диапазоне  $10^{-11}$  -  $10^{-2}$  с (нижняя граница этого диапазона, по-видимому, определяется возможностями экспериментальной методики). Наименьшие периоды имеют четно-четные ядра, при добавлении нечетного протона или нейтрона период полураспада растет приблизительно в  $10^3$  раз. Энергии изомерных состояний лежат в районе 2,5 МэВ. В ряде ядер имеется по два изомерных состояния, при этом второе состояние расположено на 1 МэВ выше. Сечения образования спонтанно делящихся изомеров подчиняются определенным закономерностям. В случае реакций, протекающих через образование составного ядра, изомерное отношение (отношение сечений образования ядра в изомерном

и основном состояниях) не зависит от вносимого в ядро момента /I/. Например, для изомера  $^{242}Am$  оно составляет  $4 \cdot 10^{-4}$  как в реакции  $(\gamma, n)$  /2/, где вносимый момент I, так и в реакции  $(^{11}B, \alpha 3n)$  /3/, где средний вносимый момент 15. В то же время изомерное отношение обнаруживает резкую зависимость от максимальной энергии возбуждения, которая имеет место в ходе данной реакции. Например, если спонтанно делящийся изомер  $^{242}Am$  образуется в реакции радиационного захвата теплового нейтрона (энергия возбуждения при этом равна 5,5 МэВ), то изомерное отношение составляет  $5 \cdot 10^{-7}$ . Это в  $10^3$  раз меньше, чем для указанной выше реакции  $(\gamma, n)$ , где энергия возбуждения достигает 10 МэВ, хотя в обеих реакциях моменты составного ядра практически одинаковы. Зависимость сечения реакции  $(n, \gamma)$ , приводящей к образованию спонтанно делящихся изомеров, обнаруживает такой же пороговый характер, как и реакции деления ядер, имеющих барьер деления ниже энергии связи нейтрона. Корреляция процессов образования спонтанно делящихся изомеров и вынужденного деления имеет место и в других случаях. Например, ядро  $^{241}Am$  делится тепловыми нейтронами и при их захвате образуется делящийся изомер  $^{242}Am$ . В то же время для ядра  $^{243}Am$  имеет место обратная ситуация: оно не делится тепловыми нейтронами и при их захвате делящийся изомер  $^{244}Am$  не образуется /II/.

Такие свойства спонтанно делящихся изомеров нельзя объяснить на основе представлений об изомерных состояниях с большим спином. В то же время все они находят естественное объяснение в модели двугорбого барьера. Повышенная вероятность спонтанного деления связана с малой высотой барьера для изо-

мерных состояний (на 2,5 – 3,0 МэВ ниже, чем для основных состояний), а запрет для  $\gamma$ -излучения – с большой разницей в деформациях основного и изомерного состояний (это приводит к слабому перекрытию их волновых функций). Корреляция процессов образования изомеров и вынужденного деления объясняется тем, что они имеют одну общую ступень – переход через внутренний барьер, разделяющий первую и вторую потенциальные ямы. Далее при делении ядро преодолевает внешний барьер, а при образовании изомера путем испускания  $\gamma$ -квантов переходит в нижнее состояние второй ямы.

Полученные в последнее время экспериментальные данные о временах жизни уровней ротационной полосы, построенной на изомерном состоянии, а также об изменении времени жизни изомерного состояния в  $\mu$ -мезоатоме подтверждают предположение о повышенной деформации ядра в этом состоянии.

Если спонтанно делящиеся изомеры рассматривать как нижние состояния второго минимума на барьере деления, то исследование их позволяет получить уникальные сведения о механизме деления ядер. Действительно, о том, что происходит с ядром в процессе деления, обычно судят по конечным продуктам реакции (угловые, энергетические и массовые распределения осколков, спектры нейтронов и  $\gamma$ -квантов и т.д.), меняя при этом начальные условия (энергию возбуждения, угловой момент и т.д.). Изучая закономерности образования спонтанно делящихся изомеров в различных ядерных реакциях, можно выделить начальную часть в процессе изменения формы ядра: от равновесной деформации до деформации, близкой к седловой точке. В свою очередь, деление из изомерного состояния позволяет более определенно судить

об изменении формы ядра в седловой точке. Свойства уровней во второй потенциальной яме, связь их с уровнями первой ямы оказывают существенное влияние на процесс деления. Это влияние также четко прослеживается при исследовании спонтанно делящихся изомеров.

В первой главе описываются опыты по определению формы барьера деления путем исследования ядерных реакций, приводящих к образованию спонтанно делящихся изомеров. В модели двугорбого барьера используется единый подход для описания реакций деления и образования изомеров. Сильное взаимодействие между коллективными и одночастичными степенями свободы приводит к затуханию колебаний во второй потенциальной яме. В результате этого образуется обычное составное ядро с энергией возбуждения, уменьшенной на энергию второго минимума, но с деформацией, вдвое большей, чем равновесная. Такое составное ядро имеет все те же пути распада, что и обычное ядро (деление, испускание нейтронов или  $\gamma$ -квантов) и, кроме того, оно может возвратиться в состояние с начальной деформацией. Соотношение между этими путями распада во многом определяет характер процесса деления того или иного ядра. При таком механизме реакции сечения деления  $\sigma_f$  и образования делящихся изомеров

$\sigma_i$  имеют вид:

$$\sigma_f = \sigma_c \frac{\vec{\Gamma}_f}{\vec{\Gamma}_f + \vec{\Gamma}_{fd}} \cdot \frac{\vec{\Gamma}_d}{\vec{\Gamma}_d + \vec{\Gamma}_d + \vec{\Gamma}_{fd}}, \quad (1)$$

$$\sigma_i = \sigma_c \frac{\vec{\Gamma}_i}{\vec{\Gamma}_i + \vec{\Gamma}_{id}} \cdot \frac{\vec{\Gamma}_{id}}{\vec{\Gamma}_d + \vec{\Gamma}_d + \vec{\Gamma}_{id}}, \quad (2)$$

где  $\sigma_c$  – сечение образования составного ядра,  $\vec{\Gamma}_f$  и  $\vec{\Gamma}_d$  – приведенные ширины для переходов через внут-

ренний барьер из первой ямы во вторую и обратно,  $\vec{\Gamma}_d$  - приведенная ширина для перехода через внешний барьер (делительная ширина уровней во второй потенциальной яме),  $\Gamma_d$  и  $\vec{\Gamma}_d$  - приведенные ширины для испускания частицы с уровней первой и второй ямы. В тяжелых ядрах практически имеет место только испускание нейтронов или  $\gamma$ -квантов, поэтому:

$$\Gamma_d = \Gamma_n + \Gamma_\gamma, \quad (3)$$

где  $\Gamma_n$  и  $\Gamma_\gamma$  - соответственно нейтронная и радиационная ширины. Выражения для приведенных ширин во второй потенциальной яме имеют тот же вид, что и для обычных состояний ядра, только энергия возбуждения отсчитывается от дна второй ямы.

При более низких энергиях возбуждения вместо статистического подхода используется теория возмущений и сечения деления и образования изомеров определяются матричным элементом связи между уровнями первой и второй ямы.

Из рассмотренного выше механизма реакций деления и образования спонтанно делящихся изомеров видно, что сечения этих процессов и их изменение с энергией возбуждения существенно зависят от структуры барьера деления. Для того, чтобы выявить конкретную форму этой зависимости, сложную форму барьера деления нужно описать с помощью ряда параметров. Эту форму аппроксимируют с помощью четырех парабол, плавно переходящих друг в друга (рис.1), в результате чего форму барьера можно описать с помощью 7 параметров: высоты внутреннего ( $E_A$ ) и внешнего ( $E_B$ ) барьеров и положения дна

второго минимума ( $E_C$ ) относительно основного состояния, а также значений  $\hbar\omega$ , характеризующих кривизны обоих потенциальных ям и барьеров деления.

На рис. 3 представлены рассчитанные с помощью выражения (2) функции возбуждения реакций образования спонтанно делящихся изомеров. Выбирая различные интервалы энергии возбуждения, а также подходящие реакции (с испусканием только  $\gamma$ -квантов или нейтронов и  $\gamma$ -квантов), можно определить все указанные выше параметры барьера деления. Эти параметры определяются из характерных изломов кривых и их наклона (рис.3). Такой путь и был использован для определения параметров барьера в реакциях с  $\gamma$ -квантами, нейтронами и  $\alpha$ -частицами.

Широкий диапазон времен жизни спонтанно делящихся изомеров (от  $10^{-9}$  до  $10^{-2}$  с) и разнообразие бомбардирующих частиц требовали различной экспериментальной методики. Однако все эти методики должны удовлетворять ряду общих требований (надежное выделение осколков деления на фоне бомбардирующих частиц и сильного  $\alpha$ -излучения из мишени, эффективное разделение осколков мгновенного и изомерного деления). В случае изомеров с периодами полураспада более  $10^{-4}$  с использовалась методика механического переноса продуктов реакции к детекторам осколков, которая широко применялась в Лаборатории ядерных реакций в работах по синтезу новых элементов. Для регистрации осколков деления в этой методике использовались диэлектрические детекторы (силикатное и фосфатное стекла, слюда, лавсан). Осколки деления оставляли на этих детекторах треки, после соответствующей обработки видимые в оптический микроскоп. Распределение этих треков по длине детектора позволяло судить о периоде

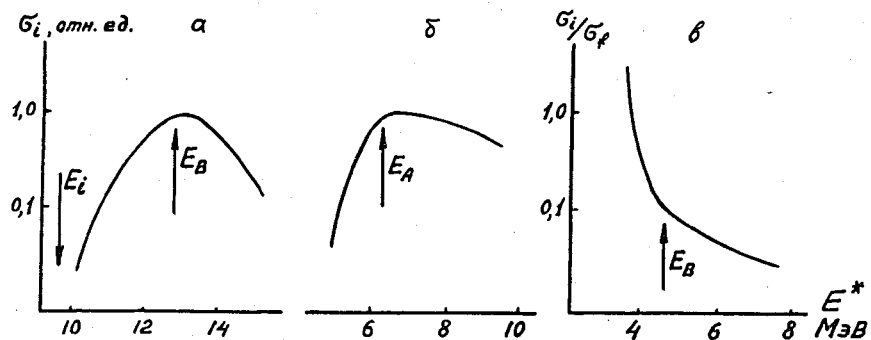


Рис. 3. Рассчитанные с помощью выражений (1) и (2) функции возбуждения реакций, приводящих к образованию спонтанно делящихся изомеров.  
 а - реакции с вылетом нейтронов и  $\gamma$ -квантов.  
 б, в - реакции с вылетом только  $\gamma$ -квантов.

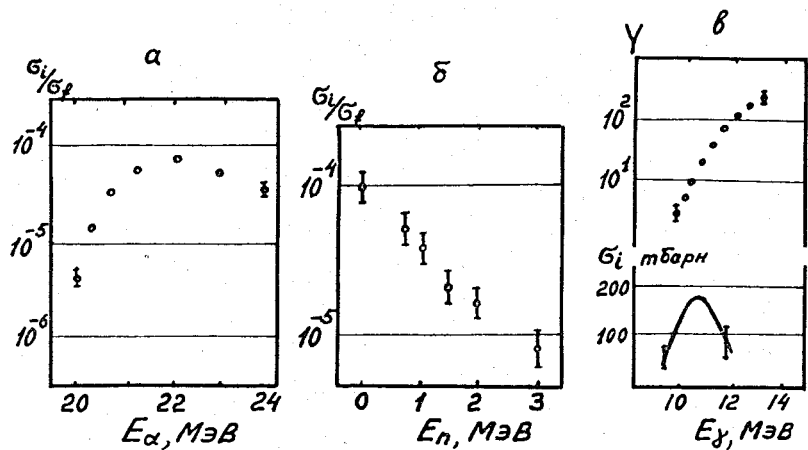


Рис. 4. Примеры измеренных функций возбуждения;  
 а -  $^{238}\text{U}(\alpha, 2n)^{240m}\text{Pu}$ ,  
 б -  $^{241}\text{Am}(n, \gamma)^{242m}\text{Am}$ ,  
 в -  $^{243}\text{Am}(\gamma, n)^{242m}\text{Am}$ .

полураспада (и тем самым идентифицировать получающийся в реакции изотоп), а число треков - о сечении реакции.

Для исследования спонтанно делящихся изомеров с более короткими периодами была разработана новая методика. В реакциях с частицами, имеющими большую проникающую способность (нейтроны,  $\gamma$ -кванты), использовался многократной искровой счетчик /5/. Облучаемая мишень находилась внутри счетчика, и каждому вылетевшему из мишени осколку соответствовал импульс на выходе счетчика. Подбирая оптимальное расположение электродов счетчика, состав газа и рабочее напряжение, можно добиться высокой степени разделения осколков и  $\alpha$ -частиц (эффективность регистрации  $\alpha$ -частиц была в  $10^{10}$  раз ниже, чем для осколков) и малого разрешающего времени (20-30 нс). С помощью искрового счетчика проводились исследования спонтанно делящихся изомеров с периодами полураспада до  $10^{-7}$  с.

Для изомеров с более короткими периодами была разработана методика измерения времени пролета ядер отдачи /4/. Выбитые из мишени ядра пролетали мимо диэлектрических детекторов, и продукты их распада (осколки деления) оставляли треки на этих детекторах. По расположению треков на детекторах можно было судить о расстоянии, пролетаемом ядром отдачи до распада, и, следовательно, о времени пролета.

Эти методики позволяли измерять сечения образования спонтанно делящихся изомеров вплоть до  $10^{-30}$  см<sup>2</sup> в реакциях с нейтронами и  $\gamma$ -квантами и до  $10^{-32}$  см<sup>2</sup> в реакциях с  $\alpha$ -частицами. Такие измерения были проведены в диапазонах энергий, где имеют место характерные изломы функций возбуждения. Реакции с  $\alpha$ -частицами исследовались на циклотронах

У-200 (Лаборатория ядерных реакций ОИЯИ) и У-Г20 (Институт атомной физики, Бухарест) с использованием методики времени пролета /6,7/. Энергия пучка изменялась с помощью алюминиевых поглотителей и контролировалась путем измерения спектров рассеянных на углеродной пленке  $\alpha$ -частиц полупроводниковым детектором.

Опыты с  $\gamma$ -квантами проводились на микротроне Института физических проблем АН СССР /8,9,10/. Для регистрации осколков использовался искровой счетчик. При исследовании изомеров с временами жизни менее  $10^{-4}$  с высокое напряжение на счетчике снималось на время импульса  $\gamma$ -квантов, что значительно снижало его мертвое время.

Облучение тепловыми нейтронами проводилось на циклотроне У-200 /11/ (нейтроны получались в реакции  ${}^9\text{Be} + d$  и замедлялись в парафине), а быстрыми нейтронами /12/ - на электростатическом генераторе Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ (источниками нейтронов с энергиями 0,5 - 3,0 МэВ служили реакции  ${}^7\text{Li} + p$  и  ${}^3\text{H} + p$ ). В этих опытах также использовался искровой счетчик.

Одновременно с измерением выхода и временного распределения осколков от распада изомеров проводились измерения осколков мгновенного деления. Выход этих осколков определял сечение образования составного ядра в исследуемых реакциях. На рис. 4 представлены примеры исследованных реакций с  $\alpha$ -частицами,  $\gamma$ -квантами и нейтронами. В таблице I приводится сводка полученных результатов - исследованные реакции и определенные из анализа функций возбуждения параметры

Таблица I x)  
Параметры барьера деления

Изомер	Реакция получения	Параметры барьера, МэВ				
		$E_A$	$E_B$	$E_i$	$\hbar\omega_A$	$\hbar\omega_B$
${}^{235}\text{Pu}$	${}^{233}\text{U}(\alpha, 2n)$		4,7			
${}^{237}\text{Pu}$	${}^{235}\text{U}(\alpha, 2n)$	5,7	5,3	3,3		0,6
${}^{239}\text{Pu}$	${}^{240}\text{Pu}(\gamma, n)$		5,1	2,5	(1,0)	0,6
	${}^{239}\text{Pu}(\gamma, \gamma')$	6,3			(1,0)	
${}^{240}\text{Pu}$	${}^{238}\text{U}(\alpha, 2n)$	(5,8)	5,4	2,4	(0,8)	0,75
${}^{241}\text{Pu}$	${}^{242}\text{Pu}(\gamma, n)$	(6,2)	5,1	2,6	(1,1)	0,6
${}^{239}\text{Am}$	${}^{237}\text{Np}(\alpha, 2n)$		4,7	2,5		
${}^{240}\text{Am}$	${}^{241}\text{Am}(\gamma, n)$	(6,4)	5,1	2,7	(0,7)	0,4
${}^{242}\text{Am}$	${}^{243}\text{Am}(\gamma, n)$		5,0	2,4		0,4
	${}^{241}\text{Am}(n, \gamma)$	6,4			0,6	
${}^{243}\text{Am}$	${}^{243}\text{Am}(\gamma, \gamma')$	6,0	4,9		(0,7)	0,55
${}^{244}\text{Am}$	${}^{243}\text{Am}(n, \gamma)$	6,2	4,8		0,6	0,4
${}^{241}\text{Cm}$	${}^{239}\text{Pu}(\alpha, 2n)$	(6,1)	4,2	2,4	(1,1)	0,7
${}^{243}\text{Cm}$	${}^{242}\text{Pu}(\alpha, 3n)$	(6,0)	4,0	2,3	(1,1)	0,7
${}^{242}\text{Bk}$	${}^{241}\text{Am}(\alpha, 3n)$		3,9			
${}^{243}\text{Bk}$	${}^{241}\text{Am}(\alpha, 2n)$		4,0	2,2		0,6
${}^{244}\text{Bk}$	${}^{243}\text{Am}(\alpha, 3n)$		3,9			
${}^{245}\text{Bk}$	${}^{243}\text{Am}(\alpha, 2n)$		4,1	2,3		0,6

x) В скобках - значения параметров барьера, полученных путем исследования мгновенного деления.



барьера деления. Эти параметры обнаруживают хорошее согласие с полученными в Лос-Аламосе при исследовании изомеров с помощью другой методики (полупроводниковые детекторы и пульсирующий пучок заряженных частиц), а также при исследовании вынужденного деления ядер. Часть этих данных (высота и кривизна внутреннего барьера) также представлена в таблице I. Из таблицы I можно судить о том, как меняется форма барьера деления с изменением  $A$  и  $Z$ .

1. Высота внутреннего барьера, кривизна обоих барьеров, энергия второго минимума меняются сравнительно мало во всем диапазоне исследуемых ядер (от  $Pu$  до  $Bk$ ).

2. Высота внешнего барьера уменьшается от 5,5 – 6,0 МэВ для  $Pu$  до 4,0 – 4,5 МэВ для  $Bk$ .

3. Высоты обоих барьеров практически одинаковы для ядер с четными и нечетными  $Z$  и  $N$ . В то же время параметры кривизны барьеров (а следовательно и их проницаемости) заметно ниже для нечетных ядер.

Значения  $\hbar\omega$ , характеризующих кривизну первой и второй потенциальных ям, определяют из энергий колебательных уровней в этих ямах. В первой яме  $\hbar\omega \sim 1$  МэВ, а во второй  $\sim 0,7$  МэВ (это значение получено на основе исследования широких делительных резонансов в реакции  $d, pf$ ).

Во второй главе диссертации описываются опыты по исследованию свойств уровней во второй потенциальной яме. Здесь можно выделить три направления исследований: спектроскопические свойства нижних состояний (спонтанно делящихся изомеров), спектры уровней при низких энергиях возбуждения (0 – 1,5 МэВ) и статистические свойства уровней при энергии 3 – 5 МэВ.

Одни из этих свойств непосредственно связаны с изомерными состояниями, в других случаях спонтанно делящиеся изомеры позволяют выделить ту информацию, которая относится к уровням во второй потенциальной яме.

Данные о спинах спонтанно делящихся изомеров можно получить путем исследования углового распределения осколков деления ядер в этих состояниях. Известно, что деление ядра происходит вдоль его оси симметрии, поэтому, если направление спина известно, то измерение углового распределения осколков позволяет определить значение спина и его проекции на ось симметрии ядра. Такой способ широко используется для определения спина состояния, из которого происходит деление после захвата нейтрона или  $\gamma$ -кванта. В случае спонтанно делящихся изомеров положение усложняется, т.к. делению предшествует испускание нейтронов и  $\gamma$ -квантов, что ведет к частичной потере ориентации ядра. Поэтому были выполнены конкретные расчеты угловых распределений осколков с учетом предшествующего испускания нейтронов и  $\gamma$ -квантов, а также влияния хаотически направленного электромагнитного поля, возникающего вследствие понизации электронной оболочки ядра отдачи <sup>13/14</sup>. Эти расчеты служили основой для сравнения с экспериментом. Учет указанных эффектов существенно уменьшает анизотропию углового распределения, что снижает определенность значений спина.

Были измерены угловые распределения осколков спонтанно делящихся изомеров <sup>285</sup>Pu, <sup>237</sup>Pu, <sup>240</sup>Pu, <sup>241</sup>Cm, <sup>243</sup>Cm, образующихся в реакциях ( $\alpha, 2n$ ) и ( $\alpha, 3n$ ) <sup>13,14/</sup>. В опытах использовалась описанная выше методика измерения времени пролета для

разделения осколков мгновенного и изомерного деления. Осколки изомерного деления регистрировались диалектрическими детекторами, охватывающими диапазон углов  $80^\circ$ – $105^\circ$  и  $150^\circ$ – $175^\circ$ . В таблице 2 представлены измеренные значения угловой анизотропии осколков. Из таблицы видно, что для двух четно-четных ядер,  $^{236}\text{Pu}$  и  $^{240}\text{Pu}$ , значения анизотропии различны. В случае  $^{240}\text{Pu}$  угловое распределение изотропно, а в случае  $^{236}\text{Pu}$  имеет место значительная анизотропия. Имеет место различие и энергий возбуждения этих изомеров (для  $^{240}\text{Pu}$  на 1 МэВ ниже). Все это позволяет предположить, что для  $^{240}\text{Pu}$  изомерное состояние является нижним уровнем второй потенциальной ямы, а отсутствие анизотропии может указывать на то, что спин его  $-0^+$ , как и для основных состояний четно-четных ядер. В то же время для  $^{236}\text{Pu}$  большая энергия возбуждения и анизотропия в угловом распределении, по-видимому, соответствует не основному, а квазичастичному состоянию во второй яме.

В случае нечетных ядер наблюдаются различные значения анизотропии осколков, что, очевидно, связано с разными (как правило, небольшими) значениями спинов нижних состояний во второй яме.

Эти результаты нашли качественное подтверждение в работах Мюнхенской группы, использовавшей другую методику (ядра отдачи вбивались в свинцовую подложку, и осколки деления регистрировались полупроводниковым детектором). Конкретные значения анизотропии, естественно, отличаются из-за различного влияния внеядерных возмущений.

Сведения о схеме нижних возбужденных состояниях во второй потенциальной яме можно получить путем измерения спектров  $\gamma$ -лучей и электронов внутренней конверсии, испускаемых при заселении изомерного состояния. Эти  $\gamma$ -лучи и электроны можно выделить с помощью запаздывающих совпадений с осколками деления. Такие опыты были проделаны на реакторе ЦИФИ (Будапешт) для спонтанно делящегося изомера  $^{236}\text{U}$ , образующегося в реакции радиационного захвата тепловых нейтронов  $^{135}\text{I}$ . Измеренные спектры  $\gamma$ -лучей и электронов конверсии содержали большое число линий. Анализ этих спектров показал, что большинство этих линий является фоновыми, возникающими вследствие случайных совпадений. Это не позволяет построить схему нижних уровней во второй потенциальной яме.

Измерения спектров  $\gamma$ -лучей и электронов конверсии, испускаемых при заселении изомерных состояний, проводились в целом ряде работ. Однако лишь в одной из них, выполненной Мюнхенской группой, были выделены конверсионные линии, связанные с переходами между ротационными уровнями во второй потенциальной яме в ядре  $^{240}\text{Pu}$  (в реакции  $^{238}\text{U}(\alpha, 2n)$ ). Оказалось, что момент инерции ядра для этих состояний вдвое больше, чем для уровней основной ротационной полосы.

Сведения о статистических свойствах уровней во второй потенциальной яме (при энергии возбуждения 3–5 МэВ относительно дна ямы) можно получить из значений делительных и нейтронных ширин уровней второй ямы. Эти ширины, как видно из выражения (2), определяют значения сечений образования спонтанно делящихся изомеров. Если параметры барьера известны (из формы

Таблица 2

Угловые распределения осколков спонтанно делящихся изомеров

Изотоп	$T_{1/2}$ , с	$E_i$ , МэВ	Реакция получения	$\frac{W(170^\circ)}{W(90^\circ)}$
$^{236}\text{Pu}$	30	3,6	$^{235}\text{U}(\alpha, 3n)$	$0,70 \pm 0,15$
$^{237}\text{Pu}$	70	2,3	$^{235}\text{U}(\alpha, 2n)$	$0,90 \pm 0,15$
$^{240}\text{Pu}$	4	2,4	$^{238}\text{U}(\alpha, 2n)$	$1,02 \pm 0,05$
$^{241}\text{Cm}$	20	2,4	$^{239}\text{Pu}(\alpha, 2n)$	$1,8 \pm 0,4$
$^{243}\text{Cm}$	80	2,3	$^{242}\text{Pu}(\alpha, 3n)$	$1,2 \pm 0,2$

Таблица 3

Запреты для переходов, связанных с распадом и заселением спонтанно делящихся изомеров

Переход	$T_{1/2}$	$\frac{W_i}{\sum W_i}$	$\frac{\delta_\alpha^2}{(\delta_\alpha^2)_{z.z.}}$	$\frac{(\rho\tau)_{g^2}}{(\rho\tau)_{is}}$	$\frac{B(E2)}{B(E2)_{огн.}}$
$^{242m}\text{Am} \xrightarrow{\alpha} ^{238}\text{Np}$	14 мс	$< 1,5 \cdot 10^{-2}$	$< 5 \cdot 10^{-4}$		
$^{240m}\text{Am} \xrightarrow{\alpha} ^{236}\text{Np}$	0,9 мс	$< 2 \cdot 10^{-2}$	$< 10^{-3}$		
$^{238}\text{Pu} \xrightarrow{\beta} ^{238m}\text{Pu}$	2,3 мин	$10^{-7}$		$10^{-3}$	
$^{236}\text{Pu} \xrightarrow{\beta} ^{236m}\text{Pu}$	9,1 мин	$10^{-8}$		$3 \cdot 10^{-5}$	
$^{238m}\text{Pu} \xrightarrow{\gamma} ^{238}\text{Pu}$	300нс	0,9			$10^{-6}$
$^{240m}\text{Am} \xrightarrow{\gamma} ^{240}\text{Am}$	0,9мс	$< 0,5$			$< 10^{-10}$

функции возбуждения), то значение делительных и нейтронных ширин (или их отношения) позволяют судить о плотности уровней во второй яме и на внешнем барьере и о зависимости ее от энергии возбуждения. Анализ нейтронных и делительных ширин показал, что плотность уровней во второй яме описывается моделью с постоянной температурой при значении  $T = 0,5$  МэВ.

Таким образом, спектр уровней во второй потенциальной яме такой же, как и в первой. Имеется ротационная полоса с моментом инерции, вдвое большим, чем для уровней в первой яме, вибрационные уровни, которые проявляются в виде широких резонансов в сечении делений, квазичастичные состояния. Основной особенностью уровней второй ямы является их высокая делительная ширина, которая оказывает существенное влияние на проницаемость двугорбого барьера.

В третьей главе описываются опыты по измерению вероятностей переходов между уровнями разных потенциальных ям. Исследовались следующие виды переходов:

1.  $\alpha$ -переходы с изомерного уровня в основное состояние.
2.  $\beta$ -переходы на изомерный уровень или другие уровни второго минимума.
3.  $\gamma$ -переходы с изомерного уровня на уровни первой ямы.
4.  $\gamma$ -переходы с высоковозбужденных состояний на изомерный или другие уровни второго минимума.

Поиски  $\alpha$ -излучения при распаде спонтанно делящихся изомеров  $\text{U}$ ,  $\text{Pu}$  и  $\text{Am}$  были проведены с помощью большого пропорционального счетчика, внутри которого находилась облучаемая

мишень /16/. Для защиты чувствительного объема счетчика от интенсивного  $\alpha$ -излучения из мишени последняя закрывалась алюминиевым поглотителем.  $\alpha$ -частицы, связанные с распадом изомера, имели энергию на 2,5 - 3,0 МэВ выше и могли проходить через поглотитель. Исследуемые изомеры были получены в реакции ( $n, 2n$ ) при энергии нейтронов 14,7 МэВ на нейтронном генераторе Лаборатории ядерных реакций ОЯЯИ. Ни для одного из исследуемых изомеров не было обнаружено ветви  $\alpha$ -излучения (верхняя граница интенсивности этой ветви составляла  $10^{-2}$  -  $10^{-3}$  от числа осколков деления).

Были проведены также опыты по поискам ветви  $\gamma$ -излучения при распаде спонтанно делящихся изомеров /17/. Большей чувствительности измерений можно достигнуть, если регистрировать электроны конверсии. Выход электронов конверсии из осколков деления (основного источника фона) в несколько раз меньше, чем  $\gamma$ -квантов. Кроме того, расстояние между K-, L- и M-линиями позволяет идентифицировать атомный номер наблюдаемой активности. Измерялись спектры электронов конверсии, испускаемые в реакциях ( $\gamma, n$ ) и ( $\gamma, \gamma'$ ). Анализ их показал, что в случае  $^{238}\text{U}$  изомерный уровень имеет ветвь  $\gamma$ -излучения, по интенсивности в 10 раз превышающую ветвь спонтанного деления. В случае изомеров  $^{240}\text{Am}$  и  $^{241}\text{Pu}$  преобладающим способом распада является спонтанное деление. Интенсивность ветви  $\gamma$ -излучения с изомерного уровня позволяет получить сведения о запрете для  $\gamma$ -переходов между уровнями, существенно отличающимися по деформации.

Другим источником сведений о запретах для переходов, связанных с изменением деформации ядра, являются  $\beta$ - и  $\gamma$ -переходы на изомерный уровень или другие состояния второй

ямн. В этом случае начальное состояние задается (выбором подходящей реакции), а о переходе в изомерное состояние можно судить по продуктам его распада - осколкам спонтанного деления. Низкий уровень фона при регистрации осколков деления (по сравнению с  $\gamma$ -квантами или  $\alpha$ -частицами) позволяет достигнуть высокой чувствительности измерений.

В ряде ядер энергия  $\beta$ -распада выше энергии спонтанно делящегося изомера дочернего ядра. К таким ядрам относятся  $^{238}\text{Pa}$  ( $T_{1/2} = 2,3$  мин,  $Q_{\beta} = 4,0$  МэВ) и  $^{236}\text{Pa}$  (9,1 мин; 3,1 МэВ), при  $\beta$ -распаде которых могут заселяться изомерные состояния  $^{238}\text{U}$  и  $^{236}\text{U}$ . Поэтому были проведены поиски осколков деления при  $\beta$ -распаде изотопов Pa /18/. Эти изотопы были получены в реакциях  $^{238}\text{U}(n, p)^{238}\text{Pa}$  (на циклотроне У-200) и  $^{238}\text{U}(\gamma, np)^{236}\text{Pa}$  (на микротроне ИФП АН СССР). Облученные мишени переносились к диэлектрическим детекторам осколков. В обеих реакциях были обнаружены осколки деления, интенсивность которых составляла соответственно  $10^{-8}$  и  $10^{-9}$  от полного числа  $\beta$ -переходов и менялась со временем с периодом полураспада указанных выше изотопов.

В таблице 3 представлены относительные интенсивности ветвей  $\alpha$ - и  $\gamma$ -излучения с изомерных уровней, и ветви  $\beta$ -излучения на изомерный уровень, а также значения запретов для этих переходов. Эти запреты получены при сравнении:

1. Для  $\gamma$ -переходов с одночастичными переходами по Вайскоффу.
2. Для  $\alpha$ -переходов с приведенными ширинами при  $\alpha$ -распаде четно-четных ядер.

3. Для  $\beta$ -переходов со значениями  $\lambda\tau$  при распаде на уровни с тем же спином в первой яме. В случае  $\beta$ -переходов полученные факторы запрета следует рассматривать как нижние границы, т.к. наблюдаемые при  $\beta$ -распаде осколки частично могут быть связаны с мгновенным делением с высоколежащих уровней первой ямы.

Из таблицы 3 видно, что все переходы с изомерного уровня (или на изомерный уровень) характеризуются большим запретом. Этот запрет обнаруживает корреляцию с проникаемостью внутреннего барьера. Например, параметр кривизны внутреннего барьера в изотопах  $Am$  меньше, чем в изотопах  $U$  (таблица I), и запрет для  $\gamma$ -переходов с изомерных уровней  $Am$  значительно выше, чем в случае  $U$ .

$\gamma$ -переходы, сопровождающиеся изменением формы ядра, имеют место при заселении делющихся изомеров с уровнями, возбуждаемых в различных ядерных реакциях. Были измерены вероятности образования изомеров в таких реакциях, когда происходит возбуждение сравнительно низколежащих уровней (при энергии 5-7 МэВ). Исследовались реакции  $(n, \gamma) /11, 12/$ ,  $(\gamma, \gamma') /10/$ ,  $(d, p)$  и  $(d, t) /19/$ , кулоновское возбуждение ионами  $^{12}C$  и  $^{136}Xe /21/$ , реакции срыва и подхвата нейтрона тяжелыми ионами  $/20/$ . Во всех случаях наблюдаемые сечения реакций (или их верхние границы) можно было объяснить большими запретами для  $\gamma$ -переходов с возбуждаемых уровней в изомерное состояние или другие состояния второй потенциальной ямы. При этом запрет для  $\gamma$ -переходов практически не зависел от характера возбуждаемых уровней, а определялся их энергией  $/22/$ . Запрет

быстро уменьшался с ростом энергии возбуждения, и при энергиях выше внутреннего барьера вероятность образования спонтанно делющихся изомеров определялась плотностью уровней во второй яме и отношением радиационной и делительной ширины этих уровней.

В заключении проводится сравнение полученных путем исследования спонтанно делющихся изомеров параметров барьера деления, свойств уровней во второй потенциальной яме и факторов запрета для переходов с изменением деформации ядра с результатами других экспериментов (измерения сечений, угловых распределений осколков вынужденного деления) и с теоретическими расчетами. Отмечается хорошее согласие с данными других экспериментов и результатами теоретических расчетов, что указывает на внутреннюю согласованность модели двугорбого барьера. Обсуждаются пределы применимости этой модели, а также те свойства ядер, которые наиболее четко проявляются в делении ядер: оболочечная структура ядер при больших деформациях, скорость диссоциации коллективной энергии в тепловую и обратно, степень сохранения ориентации ядра при изменении его деформации.

Основные результаты представленной работы заключаются в следующем:

1. Разработана эффективная методика исследования спонтанно делющихся изомеров, образующихся в реакциях с различными бомбардирующими частицами в широком диапазоне времен жизни.

2. Измерены функции возбуждения реакций с  $\alpha$ -частицами, нейтронами и  $\gamma$ -квантами, приводящих к образованию спонтанно делющихся изомеров в ядрах  $Pu$ ,  $Am$ ,  $Cm$  и  $Bk$ .

3. Полученные результаты обработаны на основе модели двугорбого барьера, определены параметры, описывающие форму барьера деления.

4. Измерены угловые распределения осколков спонтанно делящихся изомеров с целью определения квантовых характеристик изомерных уровней.

5. Определены делительные ширины для квазистационарных состояний во второй потенциальной яме на барьере деления.

6. Измерены интенсивности (или их верхние границы) ветвей  $\alpha$ - и  $\gamma$ -излучения при распаде спонтанно делящихся изомеров  $U$ ,  $P$  и  $Am$ .

7. Обнаружено деление после  $\beta$ -распада изотопов  $^{236}\text{Pa}$  и  $^{238}\text{Pa}$ .

8. Измерены вероятности заселения спонтанно делящихся изомеров с уровнями, возбуждаемых в различных ядерных реакциях:  $(n, \gamma)$ ,  $(\gamma, \gamma')$ ,  $(d, p)$ ,  $(d, t)$ , при кулоновском возбуждении.

9. Получены значения факторов запрета для радиационных переходов, связанных с изменением деформации ядра.

10. Проведено обсуждение полученных результатов на основе модели двугорбого барьера, сравнение с результатами теоретических расчетов.

Основные результаты диссертации изложены в работах /1-22/, а также докладывались на всесоюзных и международных конференциях: XX, XXI, XXIV, XXVI и XXVII Конференциях по ядерной спектроскопии и структуре ядра, на I, III и IV Конференции по нейтронной физике, на Конференции по физике тяжелых ионов (Дубна, 1971г.), на Международной конференции по физике и химии деления (Рочестер, 1973г.), на III Международном семинаре по электромагнитным взаимо-

действиям (Москва, 1975г.), на Международной конференции по избранным вопросам структуры ядра (Дубна, 1976г.).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Г.Н.Флеров, Ю.П.Гангрский и др. ЯФ, 1967, 6, 17.
2. Ю.П.Гангрский, Б.Н.Марков, Ю.М.Ципеник. ЯФ, 1970, II, 54.
3. Ю.П.Гангрский, Б.Н.Марков и др. ЯФ, 1967, 5, 22.
4. Ю.П.Гангрский, Б.Н.Марков и др. Изв.АН СССР, сер. физ., 1968, 32, 1645.
5. Ю.П.Гангрский, Б.Далхсурэн и др. ПТЭ, 1970, № 2, 63.
6. Ю.П.Гангрский, Н.К.Кхань и др. АЭ, 1972, 33, 829.
7. И.Вилков, Ю.П.Гангрский и др. ЯФ 1972, 16, 454.
8. Yu. P. Gangrsky, B. N. Markov, Yu. M. Tsipenjuk. Phys. Lett., 1970, 32B, 182.
9. Ю.П.Гангрский, Б.Н.Марков и др. ЯФ, 1972, 16, 271.
10. Ю.П.Гангрский, Б.Н.Марков и др. Письма в ЖЭТФ, 1971, 14, 370.
11. B. Dalhsuren, G. N. Flerov, Yu. P. Gangrsky et al. Nucl. Phys., 1970, A148, 492.
12. T. Nagy, A. G. Belov, Yu. P. Gangrsky et al. Acta Phys. Hung. 1971, 30, 293.
13. Ю.П.Гангрский, Н.К.Кхань и др. ОИЯИ, P7-6466, Дубна, 1972.
14. D. Galeruu, Yu. P. Gangrsky et al. Phys. and Chem. of Fission, IAEA, 1973, v. 1, p. 297.
15. Ю.П.Гангрский, А.Лайтай, Б.Н.Марков. ЯФ, 1976, 24, 880.
16. А.Г.Белов, Ю.П.Гангрский и др. ЯФ, 1973, 17, 942.
17. А.Г.Белов, Ю.П.Гангрский и др. Изв.АН СССР, сер. физ., 1976, 40, 1109.
18. Ю.П.Гангрский, М.Б.Миллер и др. ОИЯИ, P15-10613, Дубна, 1977.
19. С.Бьерхольм, И.Борггрин, Ю.П.Гангрский. ЯФ 1968, 8, 459.
20. Ю.П.Гангрский, Б.А.Гвоздев и др. ЯФ 1967, 5, 535.
21. Ю.П.Гангрский, Б.Н.Марков и др. ОИЯИ, P7-7022, Дубна, 1973.
22. Ю.П.Гангрский, ОИЯИ, P6-10455, Дубна, 1977.

Рукопись поступила в издательский отдел  
4 июля 1977 года.