



ном, оказалась очень большой, а в ряде случаев даже определяющей. Например, наблюдаемые на опыте флуктуации периодов спонтанного деления ядер никак не могут быть поняты в рамках капельной модели. Действительно, для всех элементов кривая зависимости периода спонтанного деления от  $Z^2/A$  (см. рис. 1) имеет максимум, т. е. тяжелые изотопы, имеющие меньшие значения  $Z^2/A$ , испытывают спонтанное деление с большей вероятностью, чем легкие. Сейчас нам ясно, что это обусловлено влиянием однонуклонных состояний на барьер деления ядер. Особенно сильно влияние внутренней структуры ядра проявилось в эффекте крайне резкого увеличения вероятности спонтанного деления ядер, находящихся в аномальных изомерных состояниях, обнаруженном в 1962 г. в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ <sup>7</sup>. Детальные исследования этого эффекта, проводившиеся в последние годы, позволяют говорить сейчас о некоторых новых свойствах ядер тяжелых элементов.

## II. ОБНАРУЖЕНИЕ СПОНТАННОГО ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР В ИЗОМЕРНОМ СОСТОЯНИИ

Начало исследований, приведших к открытию спонтанного деления ядер в изомерном состоянии, относится к 1961 г., когда на циклотроне Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ были получены интенсивные пучки тяжелых ионов и начаты эксперименты

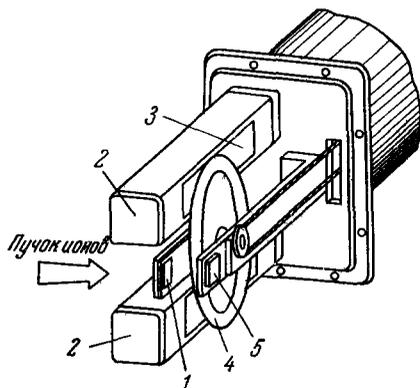


Рис. 2. Схема экспериментальной установки для наблюдения спонтанного деления ядер с малым временем жизни.

1 — мишень; 2 — ионизационные камеры; 3 — окно ионизационной камеры; 4 — алюминиевый диск — коллектор ядер трансурановых элементов; 5 — коллектор тока ионов.

по синтезу спонтанно делящихся изотопов трансурановых элементов. В то время отсутствовали данные о спонтанном делении изотопов элементов, расположенных за фермием ( $Z = 100$ ), но ожидалось, что времена их жизни будут малы. Поэтому была разработана аппаратура, позволявшая регистрировать спонтанное деление ядер с периодом полураспада более  $0,001$  сек.

Схема такой экспериментальной установки показана на рис. 2. Ядра тяжелых элементов, образованные при облучении мишени тяжелыми ионами, получали достаточно большой импульс и вылетали из мишени. Попадая на движущийся сборник, они тормозились и вместе с ним перемещались к детекторам осколков деления. В первых опытах регистрация осколков деления производилась с помощью двух ионизационных камер. Зная соотношение чисел

отсчетов в камерах и скорость вращения сборника ядер отдачи, можно оценить период спонтанного деления ядер.

Так как в то время отсутствовал внешний пучок ионов, экспериментальная установка помещалась между дуантами внутри камеры циклотрона.

Первым этапом в экспериментах явилось проведение фоновых опытов, состоявших в том, что производилось такое облучение, в котором не происходило образования изотопов, распадающихся путем спонтанного деления за короткое время. Действительно, при облучении мишени из  $U^{238}$  ионами  $O^{16}$ , имеющими энергию около  $100$  Мэв, образовывалось возбужденное ядро фермия с массой 254. Основным процессом распада этого

возбужденного ядра является испарение 4—6 нейтронов. При этом образуются известные изотопы фермия с массой не меньше чем 248, время  $\alpha$ -распада которых больше 30 сек, а вероятность спонтанного деления в тысячи раз меньше, чем  $\alpha$ -распада. Надо иметь в виду, что помимо процесса испарения нейтронов возможны более сложные реакции, сопровождающиеся вылетом заряженных частиц ( $\alpha$ -частиц, протонов и т. д.). Однако в этом случае также образовывались известные изотопы, живущие дольше, чем упомянутые изотопы фермия, и не распадающиеся путем спонтанного деления.

В свете этого оказалось крайне неожиданным, что при облучении  $U^{238}$  ионами  $O^{16}$  образовывался какой-то неизвестный изотоп, распадающийся путем деления с периодом полураспада, близким к 0,014 сек<sup>7</sup>.

Этот же изотоп образовывался также и при облучении  $U^{238}$  ионами  $Ne^{20}$  и  $Ne^{22}$ . Эффект был мал — в первых опытах в час регистрировался примерно один случай деления. Однако надежная работа электронной аппаратуры позволяла проводить измерения даже при таком малом числе случаев. В дальнейшем результаты опытов с ионизационными камерами были подтверждены с помощью фотоэмульсий<sup>8</sup>. Методика фотоэмульсий была использована также для более точного определения периода полураспада<sup>9</sup>. Измеренный период полураспада делящегося изотопа, равный 0,014 сек, оказался намного короче периода полураспада всех изотопов, которые могли образовываться при облучении  $U^{238}$  ионами  $O^{16}$ .

Таблица I

Реакция	Изотоп	Период полураспада	Основной тип распада	Период спонтанного деления
$U^{238}(O^{16}, 3n)$	Fm <sup>251</sup>	7 час	$\beta$ . $\beta$ .; $\alpha$ (-1%)	
$U^{238}(O^{16}, 4n)$	Fm <sup>250</sup>	30 мин	$\alpha$	
$U^{238}(O^{16}, 5n)$	Fm <sup>249</sup>	150 сек	$\alpha$	
$U^{238}(O^{16}, 6n)$	Fm <sup>248</sup>	0,6 мин	$\alpha$	
$U^{238}(O^{16}, p2n)$	Es <sup>251</sup>	36 час	$\beta$ . $\beta$ .; $\alpha$ (~0,53%)	
$U^{238}(O^{16}, p3n)$	Es <sup>250</sup>	8 час	$\beta$ . $\beta$ .	
$U^{238}(O^{16}, p4n)$	Es <sup>249</sup>	2 час	$\beta$ . $\beta$ .; $\alpha$ (~0,13%)	
$U^{238}(O^{16}, \alpha 2n)$	Cf <sup>248</sup>	350 дней	$\alpha$	1,5·10 <sup>4</sup> лет
$U^{238}(O^{16}, \alpha 3n)$	Cf <sup>247</sup>	2,45 час	$\beta$ . $\beta$ .	
$U^{238}(O^{16}, \alpha 4n)$	Cf <sup>246</sup>	36 час	$\alpha$	2100 лет
$U^{238}(O^{16}, \alpha 5n)$	Cf <sup>245</sup>	44 мин	$\beta$ . $\beta$ .; $\alpha$ (30%)	

В таблице I приведены данные об изотопах Cf — Fm, получающихся в реакциях, протекающих через образование составного ядра с последующим испарением нейтронов, протонов или  $\alpha$ -частиц. Видно, что период полураспада этих изотопов много больше, чем 0,014 сек.

В таблице I не указаны данные об изотопах Np — Sm, образующихся в результате реакций передачи нескольких нуклонов от  $O^{16}$  к  $U^{238}$ .

Периоды полураспада изотопов этих элементов также велики, а вероятность спонтанного деления крайне мала. Поэтому единственное объяснение наблюдавшегося эффекта состояло в том, что деление испытывает какой-то известный изотоп, находящийся в изомерном состоянии.

То обстоятельство, что период полураспада этого изомера оказался очень коротким, сильно осложнило задачу его идентификации. И методы химического разделения элементов, и метод масс-сепаратора оказались непригодными для исследования изотопа с временем жизни 0,014 сек. Единственно возможный путь идентификации изомера состоял в использовании метода перекрестных реакций. К счастью, оказалось, что

обнаруженный изомер удается синтезировать, не только используя реакции с многозарядными ионами, но и облучая соответствующие мишени  $\alpha$ -частицами, дейтронами и нейтронами <sup>10-15</sup>. Более того, в случае дейтронов и нейтронов сечение образования делящегося изомера оказалось наибольшим. Совокупность всех данных о выходе делящегося изомера с  $T_{1/2} = 0,014 \text{ сек}$  позволила довольно скоро прийти к выводу, что наблюдается распад изомера  $\text{Am}^{242mf}$  \*). Самой простой реакцией, которая приводит к образованию этого изомера, является реакция  $\text{Am}^{241}(n\gamma)\text{Am}^{242mf}$  при энергии нейтронов 1—3  $\text{Мэв}$ , предварительные данные о которой были получены в работе <sup>16</sup>.

Таблица II

Реакция	Энергия бомбардирующей частицы, $\text{Мэв}$	Сечение реакции, $\text{см}^2$
$\text{U}^{238}(\text{B}^{11}, \alpha 3n)\text{Am}^{242mf}$	60	$6 \cdot 10^{-32}$
$\text{U}^{238}(\text{B}^{10}, \alpha 2n)\text{Am}^{242mf}$	60	$\sim 4 \cdot 10^{-33}$
$\text{Am}^{243}(\alpha, \alpha n)\text{Am}^{242mf}$	40	$10^{-31}$
$\text{Pu}^{239}(\alpha, p)\text{Am}^{242mf}$	40	$4 \cdot 10^{-32}$
$\text{Pu}^{242}(d, 2n)\text{Am}^{242mf}$	12	$3 \cdot 10^{-30}$
$\text{Am}^{243}(n, 2n)\text{Am}^{242mf}$	14	$1,5 \cdot 10^{-28}$
$\text{Am}^{241}(n, \gamma)\text{Am}^{242mf}$	1—3	$\sim 10^{-29}$

В таблице II приведены данные о наиболее простых реакциях, приводящих к образованию изомера  $\text{Am}^{242mf}$ .

Изотоп  $\text{Am}^{242}$  синтезирован давно, и было установлено существование двух состояний этого изотопа <sup>17</sup>. В основном состоянии  $\text{Am}^{242}$  распадается путем  $\beta^-$ -распада и  $K$ -захвата за время 16 часов. Известно и изомерное состояние  $\text{Am}^{242}$  с энергией 48  $\text{кэв}$ , распад из которого происходит главным образом путем  $\gamma$ -перехода в основное состояние за время 152 года. Совсем недавно был измерен период спонтанного деления этого изомера, оказавшийся равным  $(8 \pm 3) \cdot 10^{11}$  лет <sup>18</sup>. Можно думать, что период спонтанного деления  $\text{Am}^{242}$  в основном состоянии будет близок к этой величине. Предполагая, что в нашем случае наблюдается спонтанное деление ранее неизвестного изомера  $\text{Am}^{242}$ , мы приходим к выводу, что вероятность спонтанного деления в изомерном состоянии увеличена по сравнению с основным состоянием примерно в  $10^{21}$  раз.

На первый взгляд может показаться, что столь же проста и гипотеза о механизме «запаздывающего деления», по которой изомер испытывает  $\beta^-$ - или  $\alpha$ -распад за время 0,014  $\text{сек}$  и дочернее ядро имеет энергию возбуждения, близкую к барьеру деления, т. е. 4—5  $\text{Мэв}$ .

Простейшие оценки, сделанные для сверхразрешенного  $\beta^-$ -перехода, показывают, что энергия возбуждения изомера должна быть близка к 9  $\text{Мэв}$ , что представляется совершенно невероятным.

\*) В дальнейшем для простоты изомеры, распадающиеся путем деления, будем обозначать символом  $mf$ .

Такая же ситуация имеет место и для  $\alpha$ -распада. Действительно, для того чтобы период  $\alpha$ -распада  $\text{Am}^{242m}$  был близок к  $0,014 \text{ сек}$ , необходимо, чтобы энергия  $\alpha$ -распада была больше  $8 \text{ Мэв}$ . Учитывая, что дочернее ядро после  $\alpha$ -распада должно быть возбуждено до  $4\text{—}5 \text{ Мэв}$ , мы опять приходим к выводу об очень большой энергии возбуждения изомера ( $\sim 7 \text{ Мэв}$ ).

Таким образом, уже после первых опытов наиболее разумным казалось предположение о том, что наблюдается спонтанное деление изомера  $\text{Am}^{242}$ .

Это предположение, простое само по себе, при более внимательном рассмотрении приводит к довольно большим трудностям. Если энергия изомерного состояния мала, то трудно понять, почему очень сильно выросла вероятность деления. Если же энергия велика, то трудность уже состоит в необходимости объяснить причину заторможенности  $\gamma$ -переходов с изомерного уровня  $\text{Am}^{242}$  — ядра с нечетным числом протонов и нейтронов, для которого число уровней даже в диапазоне  $0,5\text{—}2,0 \text{ Мэв}$  велико.

После открытия делящегося изомера  $\text{Am}^{242m}$  были поставлены эксперименты по поиску новых делящихся ядер такого типа.

Успеху дальнейших исследований в значительной степени способствовало появление в 1962 г. нового типа детекторов осколков деления — диэлектрических детекторов<sup>19-21</sup>. Принцип действия этих детекторов основан на том, что при облучении таких материалов, как слюда, стекло, в месте попадания осколка деления структура вещества нарушается значительно сильнее, чем при попадании более легких частиц. Вследствие этого при травлении облученного осколками деления материала плавиковой кислотой на его поверхности образуются видимые в микроскоп треки. Огромное преимущество этих детекторов — практически полное отсутствие фона. При использовании таких детекторов удается наблюдать распад ядер, образующихся в реакциях с тяжелыми ионами с очень малыми сечениями. Например, такие детекторы позволили наблюдать спонтанное деление ядер курчатовия, сечение образования которых было близко к  $10^{-34} \text{ см}^2$ . Применение диэлектрических детекторов позволило обнаружить еще несколько распадающихся путем деления изотопов, которые, по-видимому, находятся в изомерном состоянии.

В дальнейших поисках была использована экспериментальная аппаратура, принцип действия которой практически не отличался от аппаратуры, примененной в первых опытах. В качестве примера на рис. 3 показана схема установки, в которой собиравшиеся и перенос ядер отдачи, вылетающих из облучаемой мишени, осуществлялся бесконечной лентой-конвейером, а регистрация осколков деления производилась стеклянными или слюдяными детекторами.

Довольно быстро было обнаружено, что при облучении  $\text{Pu}^{242}$  ионами  $\text{B}^{11}$  образуется изотоп, распадающийся путем деления за время  $\sim 0,001 \text{ сек}$ <sup>22</sup>. Рассуждения, аналогичные использованным при анализе данных об

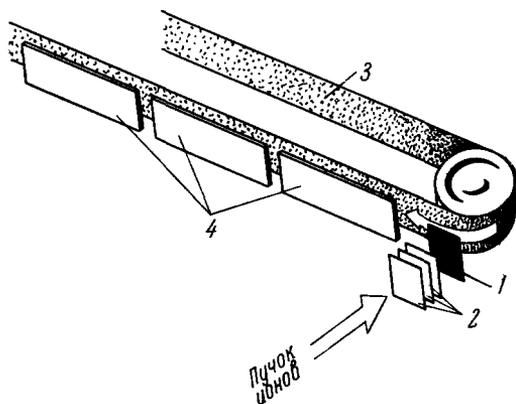


Рис. 3. Схема экспериментальной установки для наблюдения спонтанного деления ядер с малым временем жизни со сборником ядер отдачи — лентой-конвейером.

1 — мишень; 2 — поглотители для изменения энергии ионов; 3 — лента — коллектор ядер трансурановых элементов; 4 — детекторы из стекла, регистрирующие осколки деления ядер.

изомере  $\text{Am}^{242mf}$ , приводили к мысли, что опять наблюдается спонтанное деление какого-то изомера. Этот изомер, открытый в Дубне, был в дальнейшем идентифицирован в Радиационной лаборатории имени Э. Лоуренса Калифорнийского университета. К удивлению, оказалось, что на самом деле с близкими периодами полураспада делятся изомеры  $\text{Am}^{240mf}$  и  $\text{Am}^{244mf}$  <sup>23</sup>.

Опыты по изучению  $\text{Am}^{240mf}$  показали, что, как и  $\text{Am}^{242mf}$ , он с наибольшей вероятностью образуется в реакциях с нейтронами <sup>24</sup>.

Делящийся изомер с периодом полураспада, близким к 3,5 сек, был обнаружен при облучении  $\text{U}^{238}$  ионами  $\text{O}^{16}$  <sup>25</sup>. Относительно этого изомера можно лишь сказать, что его атомный номер  $Z \leq 100$ , а масса  $M \leq 251$ .

В течение последних двух лет усилия были направлены, с одной стороны, на поиск сравнительно долгоживущих изомеров, а с другой,—

на поиск изомеров, живущих столь мало, что они распадаются на лету, едва покинув облучаемую мишень. При облучении мишени из  $\text{Bi}^{209}$  ионами  $\text{Ne}^{22}$  и мишеней из  $\text{U}^{233}$  и  $\text{Th}^{230}$  ионами  $\text{V}^{11}$  и  $\text{V}^{10}$  были синтезированы спонтанно делящиеся изотопы, распадающиеся за времена 1 мин и 2,6 мин соответственно <sup>26-28</sup>. Идентификация этих изотопов была проведена путем измерения кривых возбуждения для них, хотя в будущем можно надеяться, что для исследования этих изотопов будет применен метод масс-сепаратора.

При слиянии многозарядного иона с ядром облучаемой мишени происходит образование

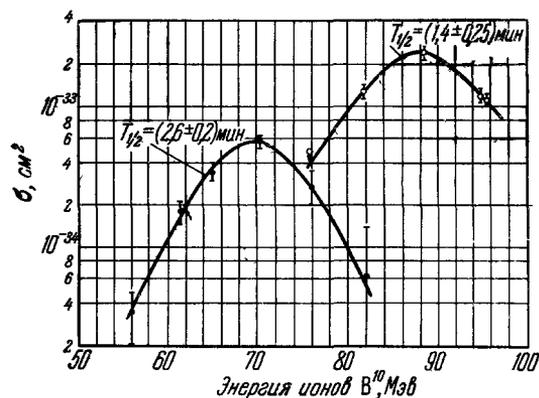


Рис. 4. Зависимость сечения образования делящихся изотопов с  $T_{1/2} = 2,6$  мин ( $\text{Am}^{234}$ ) и 1,4 мин ( $\text{Am}^{232}$ ) при облучении  $\text{Th}^{230}$  ионами  $\text{V}^{10}$  от энергии  $\text{V}^{10}$ .

возбужденного составного ядра. Для тяжелых элементов основными типами распада такого ядра являются деление либо испарение нескольких нейтронов. По мере изменения начальной энергии возбуждения изменяется и среднее число вылетевших из ядра нейтронов. При этом зависимость сечения образования того или иного изотопа при испарении нейтронов от энергии ионов имеет характерный пикообразный вид.

На рис. 4 приведена полученная на опыте зависимость сечения образования изотопа, делящегося за 2,6 мин, от энергии ионов  $\text{V}^{10}$ . Анализ кривой, показанной на рис. 4, привел авторов к выводу, что деление испытывает изотоп  $\text{Am}^{234}$ .

В случае изотопа с  $T_{1/2} = 1,0$  мин авторы работы высказали предположение, что деление испытывает изотоп  $\text{Np}^{228}$ .

Совсем недавно при облучении  $\text{Th}^{230}$  ионами  $\text{V}^{10}$  был получен делящийся изотоп, распадающийся за 1,4 мин <sup>28</sup>. Экспериментальные данные (см. рис. 4) показывают, что распад испытывает  $\text{Am}^{232}$ , образующийся в реакции  $\text{Th}^{230}(\text{V}^{10}, 8n)\text{Am}^{232}$ .

До последнего времени отсутствовали экспериментальные данные о свойствах изотопов  $\text{Np}^{228}$ ,  $\text{Am}^{232}$  и  $\text{Am}^{234}$ . Грубая экстраполяция данных о периодах спонтанного деления изотопов урана и плутония к массам 228, 232 и 234 показывает, что их периоды спонтанного деления должны быть не меньше  $10^8$  лет для  $\text{U}^{228}$  и  $10^2$  лет для  $\text{Pu}^{232}$  и  $\text{Pu}^{234}$ . Такая оценка не противоречит расчетным данным В. Е. Вайолы и Б. Уилкинса <sup>29</sup> для барьеров деления  $\text{U}^{228}$ ,  $\text{Pu}^{232}$  и  $\text{Pu}^{234}$ .

Нет никаких оснований ожидать, что соседние нечетно-нечетные ядра будут иметь более короткие периоды спонтанного деления. Поэтому, по-видимому, можно полностью исключить предположение о том, что наблюдается спонтанное деление  $Np^{228}$ ,  $Am^{232}$  и  $Am^{234}$  в основном состоянии. Наиболее вероятно, что изотопы  $Np^{228}$ ,  $Am^{232}$  и  $Am^{234}$  находятся в изомерном состоянии, распад из которого происходит путем деления.

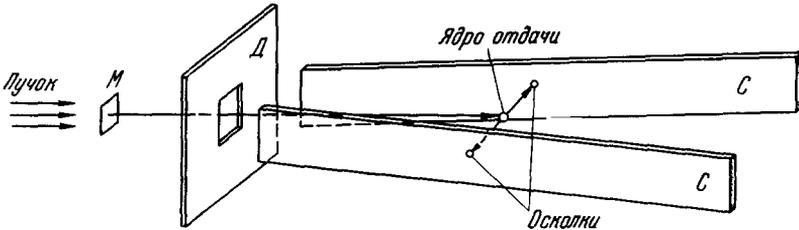


Рис. 5. Схема эксперимента для регистрации спонтанного деления ядер, распадающихся на лету.

М — мишень; Д — диафрагма, пропускающая к детекторам осколки деления ядра, образующиеся при испарении нейтронов из возбужденного компаунд-ядра; С — детекторы из стекла, регистрирующие осколки деления ядер.

В то же время сейчас не хватает данных для того, чтобы исключить и гипотезу о том, что имеет место запаздывающее деление  $U^{228}$ ,  $Pu^{232}$ ,  $Pu^{234}$ , образующихся в возбужденном состоянии с энергией, близкой к их барьеру деления, после  $\beta$ -распада  $Np^{228}$ ,  $Am^{232}$  и  $Am^{234}$ .

В 1966 г. в Дубне удалось обнаружить делящийся изомер,

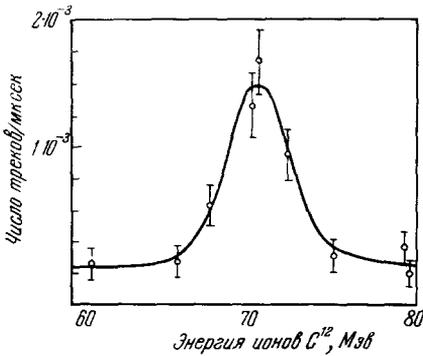


Рис. 6. Зависимость сечения образования изотопа, делящегося с  $T_{1/2} = 10^{-7}$  сек, при облучении  $U^{238}$  ионами  $C^{12}$  от энергии  $C^{12}$ .

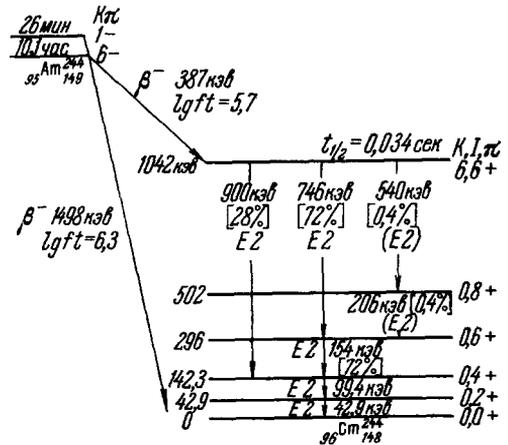


Рис. 7. Схема распада изомера  $Cm^{244m}$ . Электромагнитные переходы из изомерного состояния на уровни вращательной полосы сильно запрещены из-за большой разницы в значении проекции спина на ось симметрии ядра.

живущий примерно  $10^{-7}$  сек<sup>30</sup>. Для поиска делящихся изотопов с таким временем жизни была использована аппаратура, которая позволяла наблюдать деление ядер, распадающихся на лету (рис. 5).

Ядра, вылетающие из мишени после ядерной реакции, вызванной многозарядным ионом, пролетают между двумя достаточно длинными стеклянными детекторами. Если период полураспада близок к времени пролета ядра вдоль детектора, имеется заметная вероятность зарегистрировать осколки деления. Геометрия опыта была такова, что с наибольшей эффективностью производилась регистрация ядер, полученных при испарении нейтронов из компаунд-ядра.

Распределение треков по длине детекторов позволяет сделать грубую оценку периода полураспада изотопа. Изотоп, делящийся за время  $T_{1/2} \approx 10^{-7}$  сек, был обнаружен лишь при облучении  $U^{238}$  ионами  $C^{12}$  30. На рис. 6 показана зависимость сечения образования этого изотопа от энергии ионов  $C^{12}$ . Кривая  $\sigma = f(E)$  имеет вид, характерный для реакции испарения четырех нейтронов, т. е. деление испытывает хорошо изученный ранее изотоп  $Cf^{246}$ , который в основном состоянии испускает  $\alpha$ -частицы с  $T_{1/2} = 36$  час. Период спонтанного деления этого изотопа в основном состоянии равен  $2 \cdot 10^3$  лет.

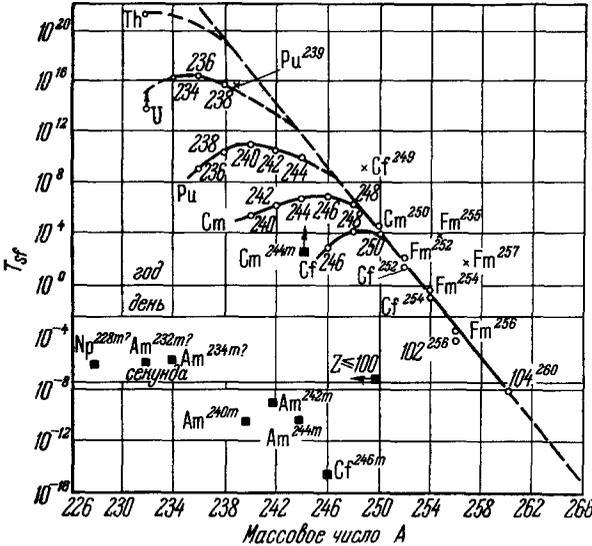


Рис. 8. Зависимость периода полураспада для спонтанного деления ядер  $T_{sf}$  от массы ядер. ■ — изомеры; ○ — четно-четные ядра; × — ядра с нечетным числом протонов или нейтронов.

тов было показано, что период спонтанного деления изомера  $Cm^{244m}$  не меньше чем 130 лет. Период спонтанного деления  $Cm^{244}$  в основном состоянии равен  $1,3 \cdot 10^7$  лет, т. е. в случае изомера  $Cm^{244m}$ , если и происходит ускорение спонтанного деления изомера, то не более чем в  $10^5$  раз.

Данные о спонтанном делении изомеров трансурановых элементов (включая  $Np^{228}$ ,  $Am^{232}$  и  $Am^{234}$ ) приведены на рис. 8 и в табл. III (см. примечание при корректуре на стр. 61).

В данном случае речь идет об изомере, для которого вероятность спонтанного деления увеличена по сравнению с основным состоянием примерно в  $10^{17}$  раз.

Одновременно с поиском новых делящихся изомеров сразу же после обнаружения  $Am^{242mf}$  были предприняты попытки наблюдать спонтанное деление уже известных изомеров.

Р. Ванденбош и др.<sup>31</sup> исследовали двухквaziчастичный изомер  $Cm^{244m}$  схема распада которого показана на рис. 7. В результате проведенных опы-

тов было показано, что период спонтанного деления изомера  $Cm^{244m}$  не меньше чем 130 лет. Период спонтанного деления  $Cm^{244}$  в основном состоянии равен  $1,3 \cdot 10^7$  лет, т. е. в случае изомера  $Cm^{244m}$ , если и происходит ускорение спонтанного деления изомера, то не более чем в  $10^5$  раз.

Таблица III

Изомер	Период спонтанного деления в основном состоянии	Период спонтанного деления в основном состоянии	Фактор ускорения спонтанного деления в основном состоянии
$Np^{228mf}$	1 мин	$> 10^8$ лет	
$Am^{232mf}$	1,4 мин	$> 10^2$ лет	
$Am^{234mf}$	2,5 мин	$> 10^4$ лет	
$Am^{240mf}$	0,0008 сек	$\sim 10^{14}$ лет	$\sim 10^{22}$
$Am^{242mf}$	0,014 сек	$\sim 10^{14}$ лет	$\sim 10^{21}$
$Am^{244mf}$	0,001 сек	$\sim 10^{14}$ лет	$\sim 10^{22}$
$Cf^{246mf}$	$10^{-7}$ сек	$\sim 2 \cdot 10^3$ лет	$\sim 10^{17}$
$Z < 10, 0 M \leq 251$	3,5 сек		
$Cm^{244m}$	$> 130$ лет	$1,3 \cdot 10^7$ лет	$< 10^5$

### III. РАЗВИТИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ О ДЕЛЯЩИХСЯ ИЗОМЕРАХ В ОБЛАСТИ ТРАНСУРАНОВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Как было видно из предыдущего, открытие делящихся изомеров произошло в какой-то мере случайно. До появления первой экспериментальной работы отсутствовали теоретические работы, в которых рассматривалась бы возможность спонтанного деления ядер, находящихся в возбужденном состоянии.

Говоря об изомерах изотопов трансуранических элементов, надо сказать, что до обнаружения делящихся изомеров было известно 8 случаев изомерии в этой области (табл. IV). Во всех случаях легко не только понять причину заторможенности  $\gamma$ -переходов из метастабильных состояний, но и дать также объяснение структуры этих состояний.

Четно-нечетные и нечетно-нечетные ядра имеют изомерные состояния с энергией, составляющей обычно несколько десятков *кэв*. Для четно-нечетных ядер запрет на  $\gamma$ -переход обусловлен разницей в значении спина для состояний, в которых находится нечетный нуклон. Нижние энергетические состоя-

ния нечетно-нечетных ядер, как правило, связаны с двумя конфигурациями нечетных нуклонов. Очень часто реализуются состояния, соответствующие параллельной и антипараллельной ориентациям спинов обеих частиц с проекцией спина на ось ядра, равной  $K = (\Omega_p \pm \Omega_n)$ , где  $\Omega_p$  и  $\Omega_n$  — спины нечетных протонов и нейтронов.

Если  $(\Omega_p + \Omega_n)$  и  $(\Omega_p - \Omega_n)$  отличаются на несколько единиц, возможно, что одно из состояний будет изомерным.

Четно-четные ядра также имеют изомерные состояния. Для них энергия изомерных уровней уже близка к 1 *Мэв*, так как для их создания необходим разрыв одной из пар нуклонов. Например, для уже упоминавшегося  $\text{Sm}^{244}$  изомерное состояние образовалось при разрыве нейтронной пары. Как видно из приведенной схемы распада (см. рис. 7),  $\gamma$ -переход из метастабильного состояния  $I, K\pi = 6, 6^+$  происходит лишь на ротационные уровни с  $K = 0$  ( $K$  — проекция спина на ось симметрии ядра). При этом появляется добавочный запрет для  $\gamma$ -перехода из-за заметной разницы в величине  $K$ .

В последние годы был опубликован ряд работ, в которых высказаны соображения о возможности существования новых типов изомерных состояний.

При этом были сделаны предположения о том, что для некоторых из этих состояний может произойти увеличение вероятности спонтанного деления.

Л. К. Пекером <sup>32</sup> была высказана гипотеза о возможных изомерных состояниях нечетно-нечетных изотопов  $\text{Np}^{240}$ ,  $\text{Am}^{242}$  и  $\text{Am}^{244}$ , которые могут образоваться при разрыве двух пар нуклонов (шестиквазичастичные состояния). Такие состояния должны характеризоваться энергией возбуждения, близкой к 2 *Мэв*, а проекция спина на ось симметрии ядра  $K$  должна иметь довольно высокое значение ( $K \gtrsim 23$ ). Сейчас еще не

Таблица IV

Измер	$T_{1/2}$	Энергия изомера	Спин изомера, $\hbar$	Излучения при распаде изомера
${}^{93}\text{Np}^{236}$	5000 лет		6	$\beta$
${}^{93}\text{Np}^{240}$	60 мин		5	$\beta, \gamma$
${}^{94}\text{Pu}^{237}$	0,18 сек	245 <i>кэв</i>	$1/2$	
${}^{95}\text{Am}^{242}$	152 года	48,6 <i>кэв</i>	5	$\gamma, \alpha$
${}^{95}\text{Am}^{244}$	26 мин	69 <i>кэв</i>	1	$\beta$
${}^{96}\text{Cm}^{244}$	0,034 сек	1042 <i>кэв</i>	6	$\gamma$
${}^{97}\text{Bk}^{248}$	9 лет			
${}^{99}\text{Es}^{254}$	38,5 час			

сделаны количественные оценки времени радиационных переходов из этих состояний. Ничего нельзя сказать и о спонтанном делении, так как неизвестен барьер деления ядер америция и нептуния, находящихся в таких состояниях.

В работе Л. А. Слива и Ю. И. Харитонова<sup>33</sup> рассматривается роль остаточных взаимодействий *pp* в тяжелых ядрах. Учет этих взаимодействий должен привести к появлению экстремума для кривой, изображающей зависимость энергии возбуждения ядра от спина. При этом состоянии

Таблица V

Ядро	Конфигурация	Спин, $\hbar$	Энергия возбуждения, Мэв
Bi <sup>210</sup>	$g_{9/2}, h_{9/2}$	9	~ 0,25
Bi <sup>211</sup>	$g_{9/2}, h_{9/2}$	25/2	~ 0,8
Po <sup>211</sup>	$g_{9/2}, h_{9/2}^2$	25/2	~ 1,2
Po <sup>212</sup>	$g_{9/2}^2, h_{9/2}^2$	16	~ 2,9
Po <sup>214</sup>	$g_{9/2}^4, h_{9/2}^2$	20	~ 4,0
At <sup>214</sup>	$g_{9/2}^3, h_{9/2}^3$	21	~ 3,5
Rn <sup>216</sup>	$g_{9/2}^4, h_{9/2}^4$	24	~ 5,0
Ra } Th }	$i_{11/2}^2, f_{7/2}^2$	16	~ 3,0—4,0
U } Pu } Cm }	$g_{7/2}^2, i_{13/2}^2$ $i_{15/2}^2, f_{5/2}^2$	18	~ 3,0—4,0

с высоким значением спина, образованные в результате выстраивания нуклонов, могут оказаться метастабильными<sup>34</sup>. В табл. V приведены данные об ожидаемых значениях спина и энергии возбуждения для изомеров такой природы. Вопрос о спонтанном делении ядер, находящихся в таких состояниях, остается открытым.

Очень интересная гипотеза о совершенно новом типе изомерных состояний — вихревых изомерах — была высказана Я. Б. Зельдовичем<sup>35</sup>. Согласно этой гипотезе для ядерного вещества, являющегося сверхтекучей жидкостью, возможно состояние капли этой жидкости, т. е. ядра с квантованным вихрем по оси капли. Полный момент вращения ядра в таком состоянии, создаваемый бозонами, равен  $n\hbar = Z\hbar/2$ , где  $n$  — число бозонов, роль которых играют  $\alpha$ -частицы,  $Z$  — заряд ядра. На рис. 9 изображена ожидаемая

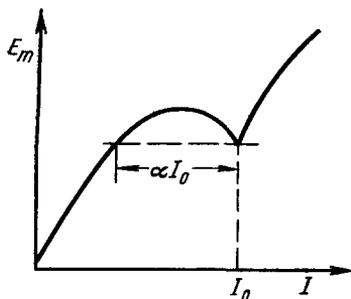


Рис. 9. Зависимость минимальной энергии ядра от его спина.  $I_0$  — спин изомерного состояния.

зависимость минимальной энергии ядра  $E_m$  от его спина. Как видно из рис. 9, вихревое состояние с  $I = I_0 = Z\hbar/2$  можно рассматривать как изомерное, переход из которого может происходить при уменьшении спина на величину не меньше  $\alpha I_0$ .

Для таких изомерных состояний характерно также изменение равновесной формы ядра по сравнению с формой в основном состоянии.

Представляет большой интерес поиск вихревых изомеров в реакциях с тяжелыми ионами, так как в этом случае с большой вероятностью происходит образование составных ядер с высоким значением спина. Можно думать, что вероятность спонтанного деления вихревых изомеров будет

отличаться от вероятности деления в основном состоянии. Однако сейчас, конечно, трудно говорить, каково будет это различие.

После появления экспериментальных данных о делящихся изомерах в ряде работ были сделаны предположения о том, что ядра в наблюдаемых состояниях имеют форму, облегчающую процесс туннельного проникновения через барьер деления.

Гипотеза о возможности конфигураций нуклонов, для которых форма ядра в изомерном состоянии будет так отличаться от формы в основном состоянии, что вероятность спонтанного деления изомера резко вырастет, в общей форме рассматривалась Г. Н. Флеровым<sup>36</sup>. В частности, не исключалось, что образованию изомерных состояний с повышенной делимостью ядер предшествует образование аномальных возбужденных состояний.

Эта гипотеза носит достаточно общий характер и с трудом поддается количественным расчетам.

При анализе данных о спонтанном делении ядер крайне важно знать барьер деления. Без его знания, по существу, не приходится говорить о вычислении вероятности спонтанного деления.

Все расчеты барьера деления ядер, проводившиеся несколько лет назад, были связаны с использованием капельной модели ядра. При таком подходе удалось успешно объяснить многие экспериментальные факты, в первую очередь — связанные с делением сильно возбужденных ядер. В то же время в случае спонтанного деления экспериментальные данные указывают на необходимость учета некоторых свойств ядер, не описываемых капельной моделью. Увеличение периодов спонтанного деления нечетно-четных ядер по сравнению с четно-четными, очень сильные флуктуации периодов для четно-четных ядер — вот те факты, которые совершенно не укладываются в рамки капельной модели.

Сейчас ясно, что при вычислении барьера деления необходимо учитывать поправки, связанные с влиянием однонуклонных состояний ядра. При введении таких поправок приходится использовать так называемые диаграммы Нильссона, изображающие зависимость энергии однонуклонных состояний от деформаций ядра (рис. 10). Диаграммы Нильссона основаны на расчете нуклонных состояний в поле анизотропного гармонического осциллятора. Конечно, ясно, что такой выбор потенциала надо рассматривать как некоторое приближение.

Особенно большие сомнения в правильности поведения уровней на диаграммах Нильссона возникают при больших деформациях. Первая попытка учета влияния однонуклонных состояний на барьер деления и соответственно на вероятность спонтанного деления была сделана в работе Юханссона<sup>37</sup>, который оценивал различие в барьерах соседних ядер, вызванное различием уровней, на которых находятся нуклоны на поверхности Ферми. Для четно-четных ядер предполагалось, что при увеличении деформации пары нуклонов могут переходить с уровня на уровень при их пересечении. При этом считалось, что ядро при деформации изменяет свою конфигурацию таким образом, чтобы его полная энергия была минимальной.

В том случае, когда на определенном уровне находится лишь один нуклон, что имеет место для нечетных ядер, картина меняется. Теперь нечетный нуклон уже не может при деформации переходить с уровня на уровень из-за сохранения спина и четности ядра.

Таким образом, при деформации четно-четных ядер переход пар нуклонов на идущие вниз уровни может дать выигрыш в энергии и соответственно уменьшение барьера деления, а для нечетных ядер такой эффект невозможен; как следствие этого, четно-четные ядра имеют меньший барьер деления.

Выигрыш в полной энергии ядра от перехода пар нуклонов на идущие вниз уровни зависит от положения поверхности Ферми, которое различно для разных изотопов; этим объясняются наблюдаемые флуктуации периодов спонтанного деления четно-четных ядер.

Предложенная Юханссоном модель слишком груба, так как в ней не учитываются, например, такие существенные эффекты, как спаривание нуклонов. Поэтому, естественно, предсказания свойств тяжелых ядер,

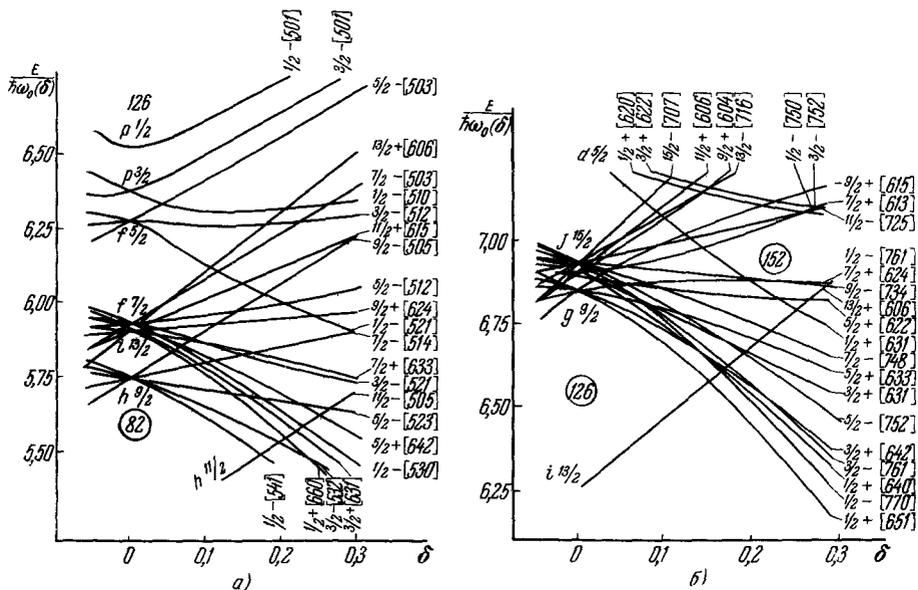


Рис. 10. а) Протонные уровни для  $Z > 82$ . б) Нейтронные уровни для  $N > 126$ .

Перед квадратными скобками указаны спин и четность уровня. Цифры в скобках обозначают  $N\pi/2\lambda$ , где  $N$  — полное число осцилляционных квантов,  $\pi Z$  — число осцилляционных квантов вдоль оси симметрии ядра,  $\lambda$  — проекция углового момента на ось симметрии ядра,  $\delta$  — параметр деформации, определяющий эксцентриситет ядра, имеющего эллипсоидальную форму,  $E$  — энергия уровней в единицах  $\hbar\omega_0(\delta)$ , где  $\hbar\omega_0(\delta)$  — расстояние между оболочками.

сделанные на ее основе, на опыте не оправдались. Однако в ней тем не менее качественно правильно отражено влияние однонуклонных состояний на барьер деления.

В недавних работах В. М. Струтинского<sup>38, 39</sup>, а также В. Д. Майерса и В. Д. Святецкого<sup>40</sup> было детально рассмотрено влияние оболочечной структуры на барьер деления ядер. В. М. Струтинский показал, что для тяжелых ядер оболочечная поправка к барьеру деления, вычисленному по капельной модели, составляет примерно  $3 \text{ Мэв}$ , т. е. половину барьера деления. На рис. 11, взятом из работы<sup>39</sup>, изображены барьеры деления различных изотопов, вычисленные В. М. Струтинским. Видно, что форма барьера деления сильно изменяется от одного ядра к другому. Особое внимание следует обратить на двугорбый характер барьера деления некоторых ядер. В. М. Струтинский отмечает, что появление добавочного минимума может привести к возникновению изомерного состояния. Такие состояния будут характеризоваться как довольно большой энергией, так и большой деформацией. Разница в деформации основного и метастабильного состояний может привести к сильной заторможенности  $\gamma$ -переходов. Все расчеты В. М. Струтинского были сделаны для четно-четных изотопов. Очевидно, что появление минимума на барьере деления возможно также и для некоторых нечетных изотопов, однако в этом случае расчеты более сложны.

Таблица VI

Изомеры в нечетно-нечетных ядрах с  $K\pi=12^-$  ( $K$  — проекция спина на ось симметрии ядра,  $\pi$  — четность состояния)

Ядро	Энергия изомерного состояния, Мэв	Параметр деформации ядра в изомерном состоянии $\delta$
Es <sup>248</sup>	2,5—3,5	0,32—0,33
Es <sup>244</sup>		0,32—0,33
Bk <sup>246</sup>	2,5—3,0	0,32—0,33
Bk <sup>244</sup>		0,32—0,33
Bk <sup>242</sup>		0,31—0,32
Bk <sup>240</sup>		0,31
Am <sup>246</sup>	1,5—2,5	0,32—0,34
Am <sup>244</sup>		0,32—0,33
Am <sup>242</sup>		0,32
Am <sup>240</sup>		0,32
Am <sup>238</sup>		0,31
Np <sup>244</sup>	1,0—2,5	0,32—0,33
Np <sup>242</sup>		0,32—0,33
Np <sup>240</sup>		0,31—0,32
Np <sup>238</sup>		0,31
Pa <sup>236</sup>	1,3—2,2	0,30

Одна из гипотез об «изомерии формы» была предложена А. Л. Маловым, С. М. Поликановым и В. Г. Соловьевым<sup>41</sup>. Авторами была показана возможность существования двухквaziчастичных изомерных состояний с  $K\pi = 12^-$  ( $\pi$  — четность состояния), для которых параметр равновесной деформации  $\delta^*$  близок к 0,32, в то время как для основного состояния  $\delta \approx 0,24$ . Энергия изомерных состояний  $K\pi = 12^-$  для нечетно-нечетных ядер близка к 1,0—2,5 Мэв. Подобные изомерные состояния должны иметь многие изотопы Np, Am, Bk, Es (табл. VI).

Один из вопросов, возникающих при анализе возможности спонтанного деления таких изомеров, — это вопрос о том, сохраняется ли при туннельном процессе деления проекция полного спина  $K$  на ось симметрии ядра.

Предполагая, что при делении изомеров со спином 12 сохраняются лишь полный спин и четность, и допустив возможность перехода на вращательные уровни с  $I = 12$  и  $K \neq 12$ ,

можно ожидать заметного уменьшения барьера для этих состояний.

Вместе с эффектом сужения барьера это приведет к очень сильному увеличению вероятности спонтанного деления.

Интересный эффект, который может привести к резкому повышению вероятности спонтанного деления ядра, рассмотрен в работах Д. Ф. Зарецкого и М. Г. Урина<sup>42, 43</sup>. Ими были развиты соображения о влиянии массового коэффициента на процесс деления.

Из выражения для проникаемости через барьер деления

$$\lambda_f \sim \frac{\omega}{2\pi} \exp \left[ -2 \int_{\delta_0}^{\delta_f} d\delta \sqrt{2B[W(\delta) - E]} \right],$$

где  $\omega$  — частота квадрупольных колебаний,  $\delta$  — параметр деформации ядра,  $B$  — массовый коэффициент,

Рис. 11. Барьеры деления ядер, вычисленные с учетом оболочечных эффектов в работе В. М. Струтинского<sup>39</sup>.

$W(\delta)$  — потенциальная энергия деформации,  $E$  — энергия ядра, видно, что вероятность спонтанного деления сильно зависит от величины

\*)  $\delta$  — параметр, определяющий эксцентриситет ядра, имеющего форму эллипсоида вращения.

массового коэффициента  $B$ . Д. Ф. Зарецкий и М. Г. Урин высказали гипотезу, что могут существовать такие изомерные состояния, для которых будет характерно полное исчезновение парных корреляций. Их расчеты показывают, что при этом произойдет резкое уменьшение массового коэффициента  $B$ , который приблизится к гидродинамическому пределу. Это соответственно очень сильно увеличит вероятность спонтанного деления (по оценкам Д. Ф. Зарецкого и М. Г. Урина примерно в  $10^{16}$  раз).

Таким образом, с одной стороны, в настоящее время появилась гипотеза о возможности существования новых типов изомерных состояний, а с другой — произошло сильное углубление наших представлений о барьере деления.

Надо, однако, отметить, что развитые представления в значительной степени носят качественный характер и дальнейшее сопоставление с экспериментальными данными потребует количественного рассмотрения.

#### IV. ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ДЕЛЯЩИХСЯ ИЗОМЕРОВ

Для понимания природы обнаруженного эффекта очень важно установить в первую очередь энергию и спин изомерных состояний. Обычный способ определения этих величин — изучение спектра  $\gamma$ -лучей и электронов конверсии, а также  $\alpha$ -частиц, если имеет место и  $\alpha$ -распад.

Однако, к сожалению, до сих пор не удалось обнаружить иные виды распада исследуемых изомеров, кроме деления.

Опыты Р. Личмана <sup>44</sup> показали, что вероятность  $\alpha$ -распада изомера  $\text{Am}^{242m\text{f}}$  по крайней мере в 10 раз меньше вероятности спонтанного деления. Эти результаты, кстати, позволяют полностью исключить ранее обсуждавшийся механизм запаздывающего деления после  $\alpha$ -распада.

Поиск  $\gamma$ -излучения при распаде  $\text{Am}^{242m\text{f}}$  производился Р. Дайэмондом <sup>45</sup> и Ф. Стивенсом.

В результате их опытов было установлено лишь, что на одно деление приходится меньше сотни  $\gamma$ -квантов.

В связи с неудачей опытов по обнаружению конкурирующих видов распада была поставлена серия опытов по изучению закономерностей образования делящихся изомеров в ядерных реакциях.

Одним из направлений исследований явилось измерение так называемых изомерных отношений. Изомерное отношение — это отношение сечений образования изотопа в изомерном и основном состояниях. Эта величина сильно зависит как от энергии и спина уровня, так и от типа используемой для получения изомера реакции. Например, в случае состояния с большим спином его легче получить в реакциях с тяжелыми ионами, чем при облучении мишени нейтронами или протонами. Так получается потому, что в реакциях с легкими частицами трудно получить компаунд-ядро с большими значениями спина.

Первые данные об изомерном отношении  $\text{Am}^{242}$ , синтезированного в реакции  $\text{Pu}^{242}(d, 2n)\text{Am}^{242}$ , были получены в экспериментах, проведенных на циклотроне Института атомной физики в Бухаресте <sup>15</sup>. Величина изомерного отношения оказалась малой ( $3 \cdot 10^{-4}$ ) и слабо зависящей от энергии дейтронов.

Анализ этих данных был недавно проведен В. П. Зоммером и А. И. Прокофьевым <sup>46</sup>, которые на основе статистического приближения вычислили зависимость изомерного отношения от энергии дейтронов. При вычислении вероятностей переходов между различными состояниями не учитывалось возможное влияние спина.

Согласно расчетам В. П. Зоммера и А. И. Прокофьева должна иметь место довольно сильная зависимость величины изомерного состояния

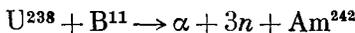
от энергии уровня (табл. VII). На рис. 12 показаны экспериментальные данные о реакции  $\text{Pu}^{242}(d, 2n)\text{Am}^{242}$  и результаты расчетов в предположении, что энергия изомерного уровня  $\text{Am}^{242m}$  равна 2,8 Мэв. Видно,

Таблица VII

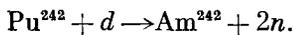
Энергия уровня, Мэв	1,0	1,5	2,0	2,5	2,8	3,0
Изомерное отношение	$9,3 \cdot 10^{-2}$	$2,2 \cdot 10^{-2}$	$4,8 \cdot 10^{-3}$	$9,9 \cdot 10^{-4}$	$4,2 \cdot 10^{-4}$	$2,3 \cdot 10^{-4}$

что имеет место довольно хорошее согласие расчетов с экспериментальными данными. При проведении расчетов предполагалось, что деление является основным видом распада изомера  $\text{Am}^{242m}$ . Кроме реакции  $\text{Pu}^{242}(d, 2n)\text{Am}^{242}$ , относительная вероятность которой довольно велика, были исследованы также другие ядерные реакции.

Сопоставление полученных данных о величине изомерного отношения для различных реакций дает некоторое представление о величине спина. Действительно, сравним две реакции, протекающие с образованием компаунд-ядра и приводящие к образованию изомера:



и



Распределение составных ядер, образованных в этих реакциях, по спинам будет сильно различаться (рис. 13), так как оно зависит от массы и энергии бомбардирующей частицы. Если спин изомера велик, можно ожидать, что вероятность его образования будет значительно больше для реакции  $\text{U}^{238} + \text{B}^{11}$ . Однако на самом деле оказалось, что величина изомерного отношения практически одинакова для обеих реакций<sup>47</sup>. В табл. VIII приведены экспериментальные данные о величине изомерного отношения для различных реакций, приводящих к образованию делящегося изомера  $\text{Am}^{242m}$ , а на рис. 14 графически изображена зависимость изомерного отношения от среднего значения спина составного ядра. И в таблице и на рисунке для сравнения указаны данные об изомерном отношении в случае известного двухквазичастичного изомера  $\text{Au}^{196m}$  ( $K\pi = 12^-, E = 600$  кэв). Видно, что изомер  $\text{Am}^{242m}$  образуется примерно с одинаковой вероятностью в различных реакциях, в то время как  $\text{Au}^{196m}$  значительно эффективнее производится там, где составные ядра имеют большой спин.

Эти результаты интерпретируются наилучшим образом, если мы предположим, что спин делящегося изомера  $\text{Am}^{242m}$  мал (не превышает нескольких единиц  $\hbar$ ). Наилучшее подтверждение вывода о том, что спин

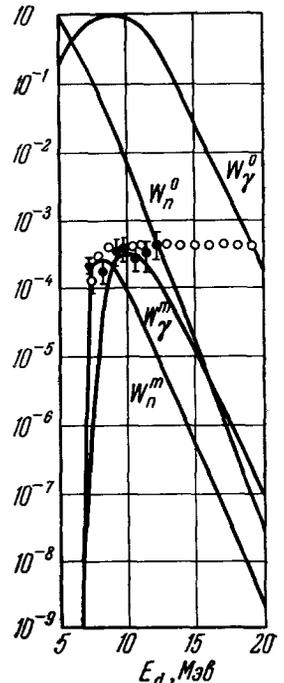


Рис. 12. Зависимость изомерного отношения от энергии дейтронов.

$W_n^m, W_\gamma^m$  — вероятности образования изомерного состояния после испускания нейтронов или  $\gamma$ -лучей.  $W_n^0, W_\gamma^0$  — вероятности перехода в основное состояние после испускания нейтронов или  $\gamma$ -лучей. ● — экспериментальные результаты<sup>48</sup>; ○ — теоретические данные работы<sup>48</sup>.

$\text{Am}^{242mf}$  невелик, было получено недавно в экспериментах, проведенных на циклотроне Института атомной физики в Бухаресте<sup>16</sup>. Было обнаружено образование  $\text{Am}^{242mf}$  в реакции  $\text{Am}^{241}(n, \gamma)\text{Am}^{242mf}$  при энергии нейтронов 1–3 Мэв. Для получения нейтронов использовалась реакция  $p + \text{Li}$ .

Таблица VIII

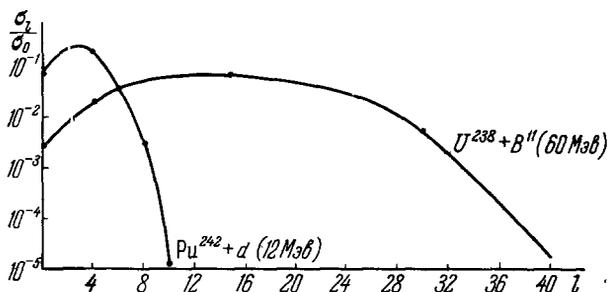
Реакция	Энергия частиц	$\bar{l}$	$\sigma_{is}/\sigma_{gr}$	
			${}_{95}\text{Am}^{242}$	${}_{79}\text{Au}^{190}$
$n, \gamma$	1/40 эв	0	$< 5 \cdot 10^{-7}$	
$p, n$	7 Мэв 11 Мэв	1 2	$1,5 \cdot 10^{-4}$	
$d, 2n$	10 Мэв 14 Мэв	3 5	$3 \cdot 10^{-4}$ $5 \cdot 10^{-4}$	0,015 0,025
$n, 2n$	14 Мэв	7	$5 \cdot 10^{-4}$	0,065
$B''\alpha 3n$	65 Мэв	15	$5 \cdot 10^{-4}$	0,4

Сечение образования  $\text{Am}^{242mf}$  оказалось близким к  $10^{-29}$  см<sup>2</sup>. Сечение радиационного захвата нейтронов с энергией 1–3 Мэв изотопом  $\text{Am}^{241}$  неизвестно. По грубым оценкам, оно должно быть равно 50–100 мб. Это значит, что величина изомерного отношения для исследованной реакции близка к  $10^{-4}$ , т. е.

не сильно отличается от того, что имеет место при энергии нейтронов 14 Мэв.

При радиационном захвате нейтронов с энергией 1–3 Мэв вероятность образования состояний составного ядра  $\text{Am}^{242}$  со спином больше  $6\hbar$  очень мала. Если спин изомера  $\text{Am}^{242mf}$  больше  $6\hbar$ , то изомер будет образовываться лишь после каскада  $\gamma$ -лучей и поэтому вероятность его образования в реакции  $(n, \gamma)$  должна быть значительно меньше, чем в реакции  $(n, 2n)$ , чего нет на самом деле.

Рис. 13. Распределение по спидам композитных ядер, образующихся в реакциях  $\text{Pu}^{242} + d$  (12 Мэв) и  $\text{U}^{238} + B''$  (60 Мэв).



Результаты опытов по изучению реакции  $\text{Am}^{241}(n, \gamma)\text{Am}^{242mf}$  позволяют считать, что спин  $\text{Am}^{242mf}$  мал. Вывод о малом значении спина  $\text{Am}^{242mf}$  сразу же заставляет снова вспомнить о расчетах В. П. Зоммера и А. И. Прокофьева, справедливых для этого случая и указывающих на то, что энергия изомерного состояния должна быть близка к 3 Мэв.

Первые экспериментальные данные об энергии изомерного уровня были получены для изотопа  $\text{Am}^{240}$ . Для определения энергии уровня производилось измерение порога реакции  $\text{Pu}^{241}(p, 2n)\text{Am}^{240mf}$ , приводящей к образованию делящегося изомера, живущего  $\sim 1$  мсек. Эти исследования производились на электростатическом тандем-генераторе Института Нильса Бора в Копенгагене С. Бьёрнхольмом, И. Боргрином, Л. Вестгардом и В. А. Карнауховым<sup>48</sup>. Исключительно высокая стабиль-

ность пучка протонов при хорошем энергетическом разрешении позволила произвести прецизионные измерения. На рис. 15 показана полученная зависимость сечения реакции  $\text{Pu}^{241}(p, 2n)\text{Am}^{240mf}$  от энергии протонов, проинтерполированная на сечение вынужденного деления. Оказалось, что форма кривой хорошо согласуется с формулой

$$\sigma \approx 1 - \left(1 + \frac{\Delta E}{T}\right) e^{-\frac{\Delta E}{T}}$$

(где  $\Delta E$  — энергия возбуждения относительно порога реакции,  $T$  — температура компаунд-ядра), полученной на основе расчетов Джексона, вычислявшего зависимость вероятности испарения различного числа нейтронов от энергии возбуждения ядра <sup>49</sup>.

Результаты работы по исследованию реакции  $\text{Pu}^{241}(p, 2n)\text{Am}^{242mf}$  показали, что порог этой реакции для изомера на 3,05 Мэв выше, чем для основного состояния. Считая, что разница в порогах равна энергии метастабильного состояния  $\text{Am}^{240mf}$ , авторы работы <sup>48</sup> оценили ее равной  $E_i = 3,05 \pm 0,25$  Мэв. Ошибка определяется в основном неточностью знания массы  $\text{Am}^{240}$ . Экспериментальная погрешность установления порога реакции составляет  $\sim 0,1$  Мэв.

Недавно в Институте атомной физики в Бухаресте подобным же образом была определена энергия изомерного состояния  $\text{Am}^{242mf}$  <sup>16</sup>. В этих опытах изучалась реакция  $\text{Am}^{243}(n, 2n)\text{Am}^{242mf}$ . Для получения нейтронов с энергией до 16 Мэв использовалась реакция  $d + d$ . Ускорение дейтронов производилось на циклотроне. На рис. 16

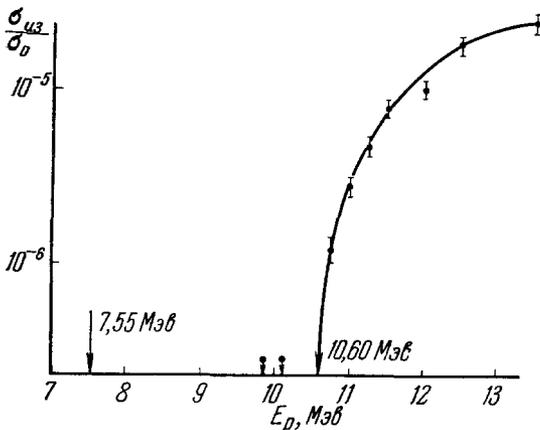


Рис. 15. Зависимость сечения реакции  $\text{Pu}^{241}(p, 2n)\text{Am}^{240mf}$  от энергии протонов.

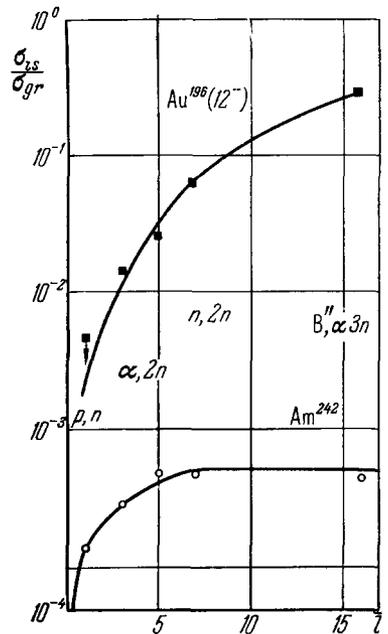


Рис. 14. Зависимость изомерного отношения для  $\text{Am}^{242}$  и  $\text{Au}^{196}$  от среднего значения ядра-спина компаунд-ядра.

показана полученная зависимость сечения реакции  $\text{Am}^{243}(n, 2n)\text{Am}^{242mf}$  от энергии нейтронов. Расчетная кривая хорошо согласуется с экспериментальными точками при  $E_i = 2,9$  Мэв. Результаты последней работы показывают, что для  $\text{Am}^{242mf}$  энергия изомерного состояния равна  $E_i = 2,9 \pm 0,4$  Мэв.

Конечно, вывод о том, что разница в порогах реакций, приводящих к образованию основного и изомерного состояний, равна энергии изомерного состояния, не может рассматриваться как совершенно бесспорный.

В работе <sup>48</sup> был проведен анализ имеющихся экспериментальных данных о порогах реакций  $(p, 2n)$ . Оказалось, что для всех изученных

реакций пороги образования ядер в возбужденном состоянии превышают пороги для основного состояния как раз на величину энергии возбуждения. Тем не менее, нельзя полностью исключить, что энергия изомерных состояний меньше, чем  $3 \text{ Мэв}$ , а в силу каких-то неизвестных особенностей структуры этих состояний прямой переход на них при распаде возбужденного ядра сильно запрещен.

Тогда можно предположить, что переход обязательно идет сначала на некий уровень с энергией, равной  $\sim 3 \text{ Мэв}$ , с последующим радиационным переходом в изомерное состояние.

Пока нет никаких данных, которые вносили бы ясность в этот вопрос, и поэтому можно принять в качестве рабочей гипотезы вывод авторов работ <sup>48, 16</sup> о том, что разница в порогах реакций равна энергии изомерного состояния. Возникает вопрос, каким образом можно понять причину сильного запрета для радиационных переходов в основное состояние из состояния с энергией  $\sim 3 \text{ Мэв}$  и малым спином.

В настоящее время единственное возможное объяснение состоит в том, что запрет обусловлен сильной разницей деформации ядра в основном и изомерном состояниях.

Таким образом, результаты экспериментальных исследований дают основания предполагать, что наблюдается новый вид изомерных состояний тяжелых ядер, отличающихся большой деформацией, для которых очень сильно увеличена проникаемость барьера деления. Безусловно, к данной интерпретации результатов исследований надо относиться с осторожностью. Сделанный вывод, по-видимому, является единственным, который можно сделать на основе современных представлений о свойствах тяжелых ядер. Существенное изменение этих представлений, в принципе, может привести к иным выводам о природе делящихся изомеров.

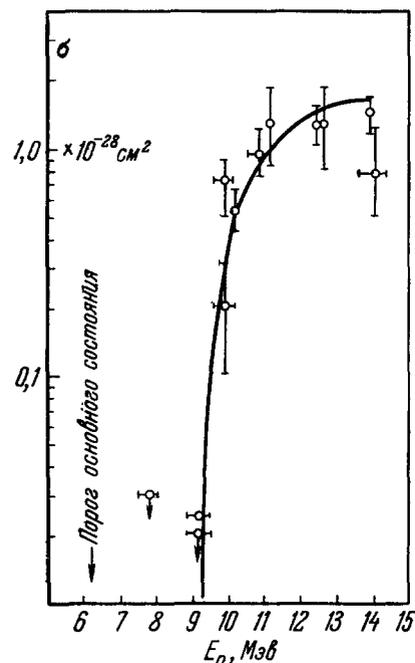


Рис. 16. Зависимость сечения реакции  $\text{Am}^{243}(n, 2n)\text{Am}^{242mf}$  от энергии нейтронов.

Говоря о дальнейших исследованиях в этой области, следует обратить особое внимание на эксперименты, которые позволят наблюдать конкурирующие виды распада делящихся изомеров ( $\gamma$ -,  $\alpha$ -распад). Хотя первые опыты, проведенные в этом направлении, были неудачны, можно надеяться, что повышение чувствительности измерительной аппаратуры откроет возможность новых поисков. Очень важно продолжать также работы по синтезу новых делящихся изомеров и, в частности, разобраться, с чем связано преимущественное образование изомеров нечетно-нечетных ядер. Это можно объяснить двумя причинами:

1) Четно-четные и нечетно-четные ядра также имеют подобные изомерные состояния, однако время распада из этих состояний путем деления, как правило, очень мало и использованная до сих пор аппаратура позволила наблюдать лишь изомер  $\text{Cf}^{246mf}$ .

2) Два нечетных нуклона способствуют образованию изомерных состояний.

Поэтому вероятность изомерии для четно-четных и нечетно-четных ядер оказывается значительно меньше.

Определенный интерес представляют и экспериментальные исследования процесса деления открытых изомеров. Не исключено, что особенности структуры изомеров могут повлиять на характер деления, и поэтому, изучив особенности процесса деления изомеров, может быть, удастся получить информацию о природе делящихся изомеров.

В настоящее время экспериментальные и теоретические исследования делящихся изомеров продолжаются, и нет сомнения, что они обогатят наши знания о свойствах тяжелых ядер.

*Примечание при корректуре* (к стр. 50). Недавно в институте Нильса Бора в Копенгагене был обнаружен изомер  $\text{Am}^{238}$ , распадающийся путем деления с периодом полураспада 60 мксек.

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. К. А. Петржак, Г. Н. Флеров, ЖЭТФ 10, 1013 (1940).
2. A. Ghiorso, Geneva Conference Report, No 718 (1955).
3. I. R. Nuzenga, Phys. Rev. 94, 158 (1954).
4. К. А. Петржак, Г. Н. Флеров, УФН 73, 655 (1961).
5. Я. И. Френкель, ЖЭТФ 9, 641 (1939).
6. N. Bohr and I. A. Wheeler, Phys. Rev. 56, 426 (1939).
7. 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).
8. В. П. Перельгин, С. П. Алмазова, Б. А. Гвоздев, Ю. Т. Чубурков, ЖЭТФ 42, 1472 (1962).
9. В. П. Перельгин, С. П. Третьякова, ЖЭТФ 45, 869 (1963).
10. С. М. Поликанов, Ван Тун-сен, Х. Кекк, В. Л. Михеев, Ю. Ц. Оганесян, А. А. Плева, Б. В. Фефилов, ЖЭТФ 44, 804 (1963).
11. Г. Н. Флеров, С. М. Поликанов, К. А. Гаврилов, В. Л. Михеев, В. П. Перельгин, А. А. Плева, ЖЭТФ 45, 1396 (1963).
12. G. N. Flerov, S. M. Polikanov, V. L. Mikheev, V. P. Perelygin, A. A. Pleva, Proceedings of the 3d Conference on Reactions between Complex Nuclei, Asilomar, USA, 1963.
13. A. F. Linev, B. N. Markov, A. A. Pleva and S. M. Polikanov, Nucl. Phys. 63, 173 (1965).
14. A. Ghiorso et al., частное сообщение.
15. G. N. Flerov, E. Ivanov, N. Martologu, A. A. Pleva, S. M. Polikanov, D. Roenaru, N. Vilkov, Revue Roumaine 10, 217 (1965).
16. G. N. Flerov et al., Nucl. Phys. A97, 444 (1967).
17. E. K. Hyde, I. Perlman, G. T. Seaborg, The Properties of the Heavy Elements. Prentice — Hall, Englewood Cliffs, New Jersey, 1964.
18. C. D. Bowman, G. F. Auchampaugh, CN-23/38. Conf. on Nucl. Data-Microsc. Cross. Sections and Other Data Basic for Reactors, Paris, 17—21 October 1966.
19. P. V. Price, R. M. Walker, J. Appl. Phys. 33, 3400 (1962).
20. P. V. Price, R. M. Walker, Phys. Lett. 3, 137 (1962).
21. В. П. Перельгин, С. П. Третьякова, И. Звара, ПТЭ 4, 78 (1964).
22. Ю. В. Лобанов, В. И. Кузнецов, В. П. Перельгин, С. М. Поликанов, Ю. Ц. Оганесян, Г. Н. Флеров, Ядерная физика 1, 67 (1965).
23. A. Ghiorso et al., частное сообщение.
24. С. М. Поликанов, А. М. Кучер, Б. Н. Марков, А. А. Плева, Препринт ОИЯИ Р-2115, Дубна (1965).
25. В. А. Друин, Н. К. Скобелев, Б. В. Фефилов, В. И. Кузнецов, Ю. В. Лобанов, Ю. Ц. Оганесян, Препринт ОИЯИ Р-1651, Дубна (1964).
26. В. И. Кузнецов, Н. К. Скобелев, Г. Н. Флеров, Препринт ОИЯИ Р-2435, Дубна (1965); Ядерная физика 4, 279 (1966).
27. В. И. Кузнецов, Н. К. Скобелев, Г. Н. Флеров, Препринт ОИЯИ Р-2499, Дубна (1965); Ядерная физика 4, 99 (1966).
28. В. И. Кузнецов, Н. К. Скобелев, Г. Н. Флеров, Препринт ОИЯИ Р-2862, Дубна (1966).

29. B. E. Viola and B. Wilkins, Nucl. Phys. 82, 65 (1966).
  30. Ю. П. Гангрский, Б. Н. Марков, С. М. Поликанов, Х. Юнглауссен, Препринт ОИЯИ Р-2841, Дубна (1966).
  31. R. Vandenbosh, P. R. Fields, S. E. Vandenbosh and D. Metta, J. Inorg. Nucl. Chem. 26, 219 (1964).
  32. Л. К. Пекер, Изв. АН СССР 28, 298 (1964).
  33. Л. А. Слив, Ю. И. Харитонов, ЖЭТФ 44, 247 (1963).
  34. Л. А. Слив, Ю. И. Харитонов, ЖЭТФ 46, 811 (1964).
  35. Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ 132, 78 (1966).
  36. Г. Н. Флеров, В. А. Друин, Препринт ОИЯИ Р-2539, Дубна (1966).
  37. S. A. E. Johansson, Nucl. Phys. 12, 449 (1959).
  38. В. М. Струтинский, Physics and Chemistry in Fission, vol. 1, IAEA, Vienna (1965), стр. 171.
  39. В. М. Струтинский, Препринт ИАЭ-1108, Москва, 1966.
  40. W. D. Myers, W. J. Swiatecki, Nucl. Phys. 81, 1 (1966).
  41. А. Л. Малов, С. М. Поликанов, В. Г. Соловьев, Препринт ОИЯИ-Е-2555, Дубна, 1965.
  42. M. Ugin, D. Zaretski, Proc. Congress Int. de Physique Nucleaire 11, 382a (1964).
  43. M. Ugin, D. Zaretski, Nucl. Phys. 75, 101 (1966).
  44. R. Leachman et al., Bull. Amer. Phys. Soc., Ser. 2, 10, 1204 (1965).
  45. R. M. Diamond et al., частное сообщение.
  46. В. П. Зоммер, А. И. Прокофьев, Ядерная физика 3, 401 (1966).
  47. Ю. П. Гангрский, Б. Н. Марков, С. М. Поликанов, Х. Юнглауссен, Препринт ОИЯИ Р-2695, Дубна, 1966.
  48. S. Vjörgholm et al., Nucl. Phys. A95, 513 (1967).
  49. J. D. Jackson, Canad. J. Phys. 34, 341 (1958).
-