

СЗ41.3Г  
Фр. 716

29/IV-70

P7 - 5018

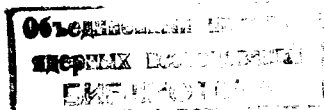
Г.Н. Флеров, Ю.П. Гангрский, Б.Н. Марков,  
Нгуен Конг Кхань, Д.Д. Пулатов, Н.Х. Шадиева

ПОИСКИ СПОНТАННО ДЕЛЯЩИХСЯ ИЗОМЕРОВ  
С НАНОСЕКУНДНЫМИ ВРЕМЕНАМИ ЖИЗНИ  
В РЕАКЦИЯХ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

P7 - 5018

8290/2 vS  
Г.Н. Флеров, Ю.П. Гангрский, Б.Н. Марков,  
Нгуен Конг Кхань, Д.Д. Пулатов, Н.Х. Шадиева

ПОИСКИ СПОНТАННО ДЕЛЯЩИХСЯ ИЗОМЕРОВ  
С НАНОСЕКУНДНЫМИ ВРЕМЕНАМИ ЖИЗНИ  
В РЕАКЦИЯХ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ



В последнее время обнаружен ряд явлений, которые не укладываются в рамки прежних представлений о барьере деления.

1. Существование спонтанно делящихся изомеров, характеризующихся большим увеличением вероятности деления (до  $10^{30}$ ) и сильным запретом для  $\gamma$ -излучения (до  $10^{10}$ ) /1/.

2. Модуляция подбарьерных резонансов /2/, а также широкие максимумы в реакциях  $(n, f)$  /3/ и  $(d, p f)$  /4/ в некоторых ядрах.

3. Зависимость анизотропии углового распределения осколков от энергии  $\gamma$ -квантов при фотоделении ниже барьера /5/. Эти явления можно качественно объяснить, если воспользоваться гипотезой В.М. Струтинского о двугорбом барьере деления, который получается при добавлении оболочечных поправок к капельному барьеру /6/. В такой модели спонтанно делящееся изомерное состояние является нижним уровнем минимума на барьере деления. Внутренний барьер, разделяющий основное и изомерное состояния, является причиной сильного запрета для  $\gamma$ -излучения, а сравнительно малая высота и ширина внешнего барьера объясняет малые времена жизни по отношению к спонтанному делению.

В настоящее время известно более 20 спонтанно делящихся изомеров в ядрах от  $U$  до  $Sm$ , которые группируются вокруг  $Z = 95$  и  $N = 148$ . Времена жизни большинства этих изомеров лежат в наносекундной области /11/.

Из расчетов оболочечных поправок, выполненных В.М. Струтинским<sup>/7/</sup>, а также С. Нильссоном<sup>/8/</sup>, следует, что минимум на барьере деления должен наблюдаться не только в изотопах актинидных элементов, но также и в более легких ядрах, в частности, в районе  $Z \approx 86$  и  $N=118$  (нейтрондефицитные изотопы Ra, Po, Ra). Если этот минимум достаточно глубок, то в нем будет иметь место система одночастичных и вибрационных уровней, а самое нижнее состояние окажется изомерным из-за отмеченного выше запрета для  $\gamma$ -излучения. Таким образом, оболочечные поправки приводят к существованию изомеров формы, т.е. изомеров, у которых причиной запрета для  $\gamma$ -переходов является большая разница в деформации основного и изомерного состояний. Поиски изомеров формы представляют большой интерес, т.к. эти изомеры являются источником сведений о структуре барьера деления и о свойствах ядер при больших деформациях. Из-за высокой энергии возбуждения и сравнительно малой ширины внешнего барьера можно ожидать, что состояния во второй яме с заметной вероятностью будут испытывать спонтанное деление. Поэтому обнаружение изомерных состояний, испытывающих спонтанное деление, будет служить указанием на существование изомеров формы. Вследствие высокой энергии возбуждения эти изомерные состояния будут иметь, по-видимому, малые времена жизни.

Целью настоящей работы являлись поиски спонтанно делящихся изомерных состояний в наносекундном диапазоне времен жизни в широкой области ядер как актинидных, так и более легких элементов. Для этого использовались тяжелые многозарядные ионы, ускоренные на трехметровом циклотроне Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ. Тяжелые ионы являются наиболее удобными частицами при проведении таких экспериментов благодаря многообразию вызываемых ими реакций. В одном облучении можно получить десятки различных изотопов с массовыми числами от массы ядра мишени до суммы масс ядра мишени и бомбардирующей частицы. Это, естественно, значительно облегчает поиски нового явления (в данном случае изомерии формы), когда еще не ставится вопрос о конкретной идентификации ответственного за это явление изотопа.

Была использована методика измерения времени пролета ядер отдачи, аналогичная применяемой в работе<sup>/9/</sup>. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Коллимированный пучок тяжелых ионов

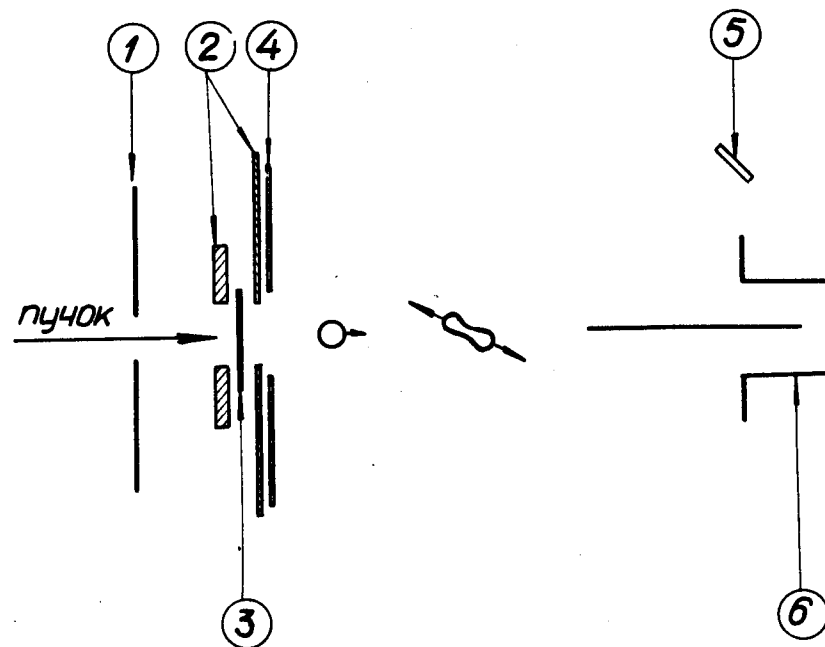


Рис.1. Схема эксперимента. 1 - коллиматор, 2 - кассета для мишени, 3 - мишень, 4 - кольцевой детектор (слюда) осколков запаздывающего деления, 5 - слюдяной детектор осколков мгновенного деления, 6 - коллектор ионного тока.

попадает на мишень, выбитые ядра отдачи, пролетев некоторое расстояние, зависящее от времени жизни изомерного состояния, распадаются на два осколка, один из которых регистрируется диэлектрическими детекторами. Отсутствовала какая-либо коллимация ядер отдачи, с тем чтобы не исказить выход продуктов прямых реакций, у которых максимум углового распределения может существенно отклоняться от направления пучка ионов.

Эффективность регистрации осколков при распаде изомерных состояний зависит от скорости ядер отдачи и периода полураспада спонтанно делящегося изомера. Эта зависимость, рассчитанная для скорости ядра отдачи  $4 \cdot 10^8 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$  (такую скорость имеет, например, ядро отдачи в реакции полного слияния ядра Pt и иона  $^{16}\text{O}$  с энергией 137 Мэв), пред-

ставлена на рис. 2. Можно видеть, что эффективность достаточно высока (более 1%) для изомеров с периодами полураспада от 0,2 до 100 нсек.

В качестве диэлектрического детектора осколков деления использовалась слюда-мусковит, предварительно обработанная, чтобы исключить треки от осколков спонтанного деления содержащихся в ней примесей урана. После облучения слюда протравливалась в концентрированной плавиковой кислоте в течение 1 часа при температуре 18°C. При помощи оптического микроскопа определялось число треков на всей площади детектора (при увеличении 20x15) и измерялись углы падения осколков на слюду (при увеличении 60x15). По величине угла и координате трека можно определить расстояние, которое пролетает ядро отдачи до распада. Поскольку скорость ядра отдачи известна (она рассчитана из кинематики реакции), то это расстояние определяет время жизни ядра в изомерном состоянии.

Были проведены облучения мишеней из элементов с четным  $Z$  от  $Te$  до  $Pt$ , а также  $^{232}Th$  и  $^{238}U$  ионами  $^{16}O$  с энергией 137 Мэв и  $^{11}B$  с энергией 89 Мэв. Мишени из  $^{232}Th$  и  $^{238}U$  облучались также ионами  $^{12}C$  с энергией 70 и 82 Мэв. Выбор элементов с четным  $Z$  определялся тем, что они многоизотопны, и это увеличивает число продуктов реакции. В таком случае даже при одной энергии бомбардирующих ионов будет иметь место выход целого ряда изотопов тех элементов, которые образуются в реакции. Интенсивность пучка ионов составляла 2-3  $\mu A$ .

При облучении всех мишеней оказалось, что на поверхности слюдяных детекторов наблюдается большое число треков, по диаметру близких к тем, которые оставляют осколки деления урана, но имеющих значительно меньший пробег (не превышающий 1 мк).

Были проведены калибровочные опыты с осколками мгновенного деления. Для получения осколков в широком диапазоне масс и энергии облучались мишени из элементов  $Va$  и  $Au$  ионами  $^{16}O$ . Детекторы из слюды располагались под разными углами по отношению к пучку ионов.

На рис. 3 представлены полученные распределения пробегов осколков мгновенного деления (б, в и г) в зависимости от их энергии. Из

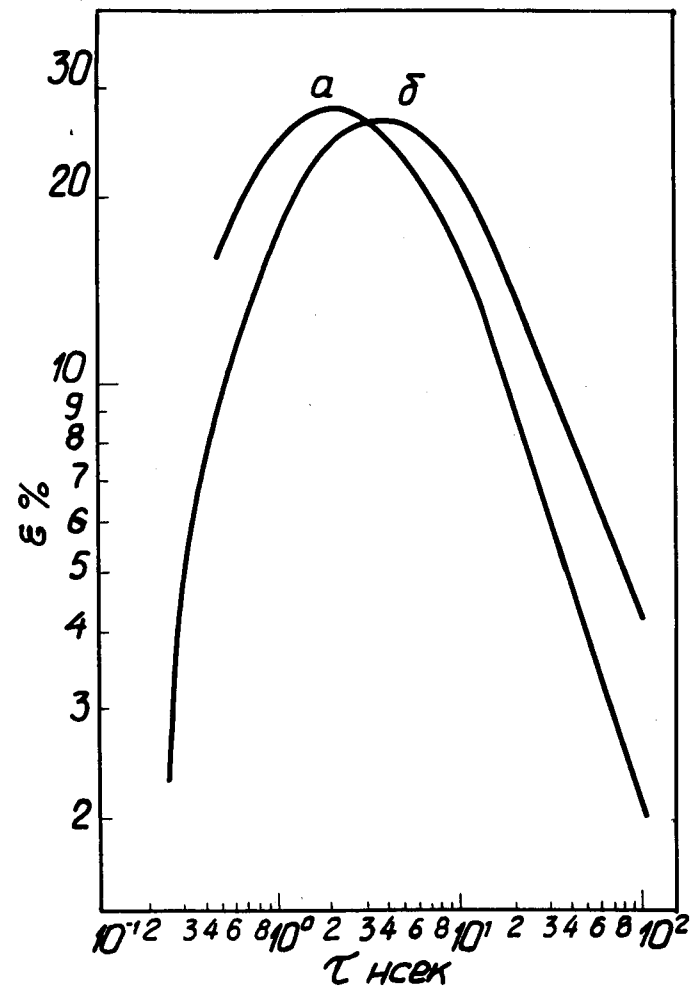


Рис.2. Зависимость эффективности регистрации от времени жизни ядра отдачи:

- а) для тонкой мишени,
- б) для толстой мишени.

рисунка видно, что даже осколки с энергией 20 Мэв (такую энергию имеют летящие под углом  $165^\circ$  осколки деления  $^{187}\text{Ba} + ^{16}\text{O}$ ) оставляют пробег в слюде заметно больший, чем наблюдаемые длины треков при регистрации запаздывающего деления. Малая длина треков (рис. 3а) указывает, по-видимому, на то, что они вызваны не осколками деления. Контрольные опыты подтвердили это предположение. Треки с малым пробегом оставались, если мишень была закрыта тонкой алюминиевой пленкой, которая пропускала ионы и осколки деления и поглощала ядра отдачи. Тот же эффект был и при замене мишени алюминиевой фольгой, которая заведомо не могла давать ни осколков деления, ни спонтанно делящихся изомеров. В то же время треки исчезали, если в 4–5 см от мишени помещался экран из полиэтиленовой пленки толщиной 20 мк с узким отверстием (диаметром 1 см) для прохождения пучка. Из этих

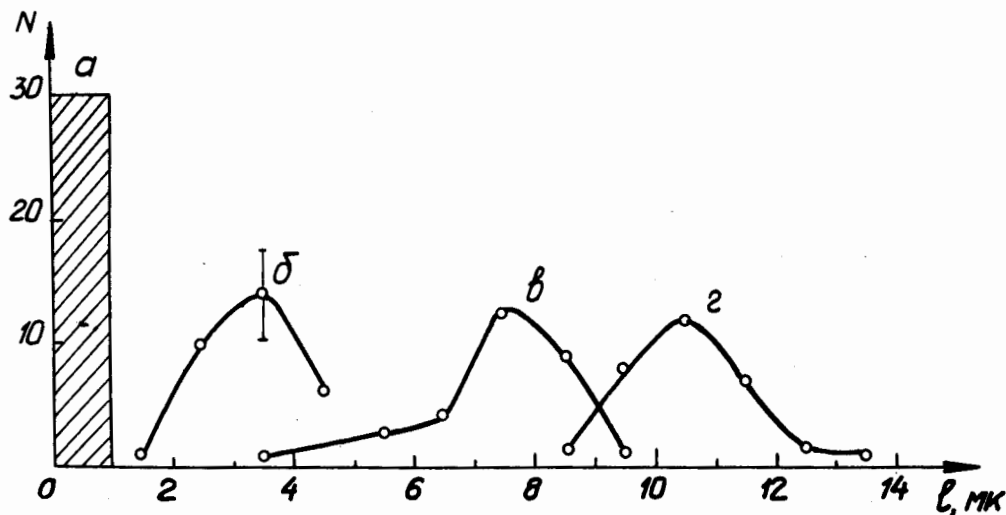


Рис.3. Распределение треков по пробегам.

а) Треки, наблюдаемые на слюдяных детекторах осколков запаздывающего деления.

Треки осколков деления в реакциях:

б)  $^{187}\text{Ba} + ^{16}\text{O}$ ,  $E_{\text{оск.}} = 20$  Мэв;

в)  $^{187}\text{Ba} + ^{16}\text{O}$ ,  $E_{\text{оск.}} = 43$  Мэв;

г)  $^{187}\text{Au} + ^{16}\text{O}$ ,  $E_{\text{оск.}} = 68$  Мэв.

опытов следует, что причиной появления треков с малым пробегом являются, по-видимому, рассеянные на задней стенке камеры ионы с малой энергией, ядра отдачи или продукты прямых реакций.

Отсутствие на детекторах треков, вызываемых осколками деления, позволяет сделать заключение, что спонтанно делящиеся изомеры с периодами полураспада от 0,2 до 100 нсек в ядрах от Nd до Rn либо не имеют места, либо сечение образования изомерных состояний менее  $10^{-33}$  см<sup>2</sup>. Этот вывод противоречит результатам работы Д.М. Александера /10/, где в том же диапазоне Z и A наблюдалось большое число спонтанно делящихся изомеров с наносекундными временами жизни и сечениями образования до нескольких микробарн. Не подтверждается и результат работы /11/, где наблюдался спонтанно делящийся изомер с периодом полураспада 3 нсек в реакции  $^{159}\text{Tb} + ^{14}\text{N}$ .

При облучении в той же методике мишеней из  $^{232}\text{Th}$  и  $^{238}\text{U}$  ионами  $^{11}\text{B}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$  мы наблюдали выход осколков запаздывающего деления. На рис. 4 представлено распределение числа распадов в зависимости от времени, пролетаемого ядром отдачи в реакции  $^{238}\text{U} + ^{12}\text{C}$ . Из рисунка видно, что наблюдаются изомеры с периодами полураспада  $\approx 20$  нсек и  $\approx 2$  нсек. Изомеры с временами жизни того же порядка наблюдались и в остальных реакциях. Периоды полураспада 20 нсек принадлежат, по-видимому, известным изомерам Pu и Cm /12,13/. В то же время времена жизни  $\approx 2$  нсек относятся к не известным еще спонтанно делящимся изомерам. Сечения образования этих изомеров составляют  $\approx 10^{-31}$  см<sup>2</sup> при облучении мишени из  $^{238}\text{U}$  и  $\approx 10^{-32}$  см<sup>2</sup> при облучении  $^{232}\text{Th}$ . Идентификация этих изомеров в реакциях с тяжелыми ионами затруднительна из-за многообразия продуктов реакции и поэтому будет проведена в реакциях с легкими частицами.

Сечение образования изомера с периодом полураспада  $\approx 20$  нсек в реакции  $^{238}\text{U} + ^{12}\text{C}$ , впервые полученного в работе /9/, мало меняется с ростом энергии от 70 до 82 Мэв, если отсутствует коллимация ядер отдачи. Это указывает на то, что, по-видимому, изомер с таким периодом полураспада образуется в реакции неполного слияния ядер и поэтому принадлежит к изотопам Pu или Cm, а не Cf, как ранее было отмечено в работе /14/.

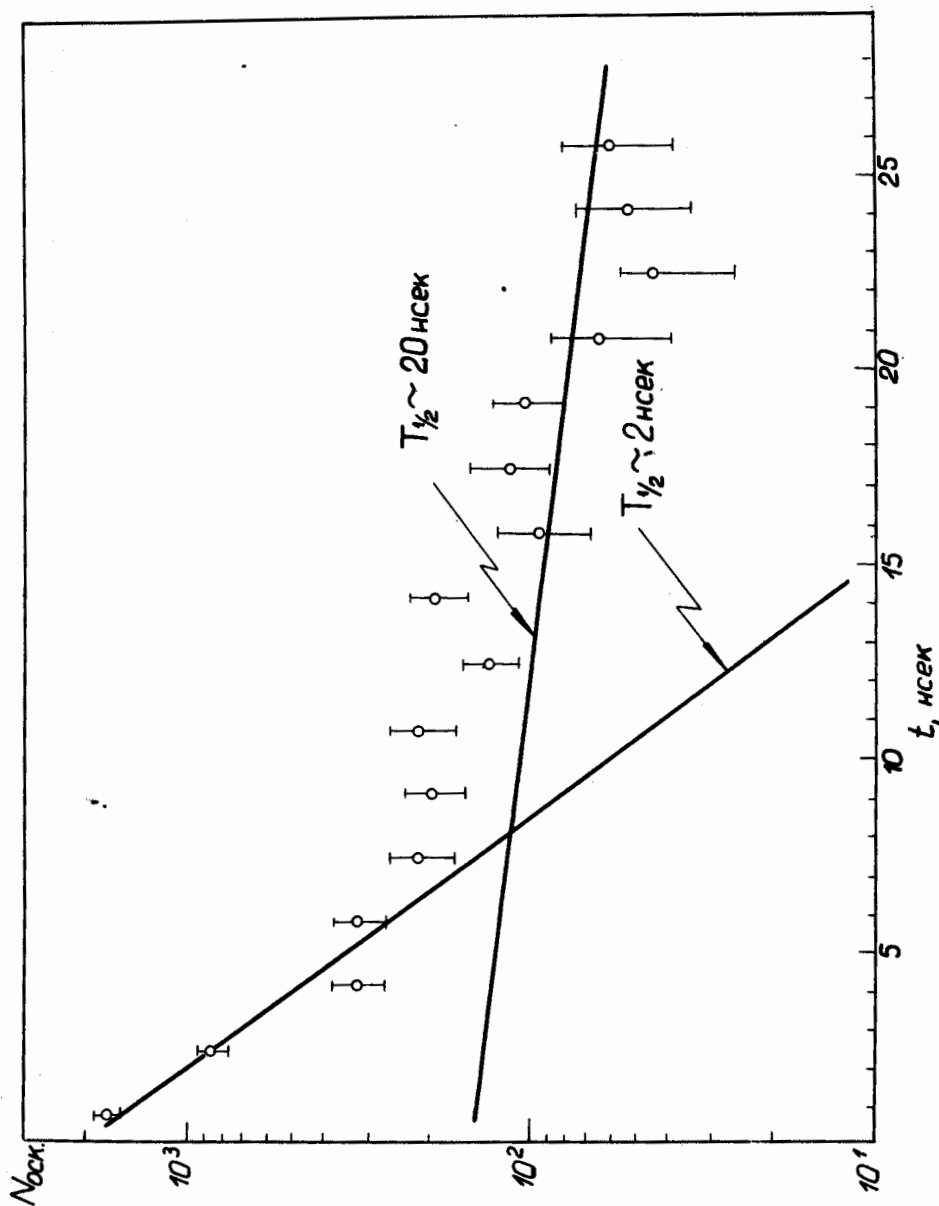


Рис.4. Распределение осколков запаздывающего деления в зависимости от времени пролета ядер отдачи.

В заключение авторы выражают благодарность В.П. Перельгину за полезные обсуждения, А.Г. Белову за помощь в проведении экспериментов, К.И. Меркиной за помощь в просмотре слюдяных детекторов, а также группе эксплуатации циклотрона У-300 во главе с Б.А. Загером за обеспечение бесперебойной работы циклотрона.

#### Л и т е р а т у р а

1. С.М. Поликанов, В.А. Друин, В.А. Карнаухов, В.Л. Михеев, А.А. Плева, Н.К. Скобелев, В.Г. Субботин, Г.М. Тер-Акопьян, В.Л. Фомичев. ЖЭТФ 42, 1464 (1962).
2. E. Migneco, G. Theobald, Nucl.Phys., A112, 603 (1968).
3. M. Holmberg, L.G. Strömberg, L.G. Wallin. Nucl.Phys., A127, 149 (1969).
4. J. Pedersen, B.D. Kuzminov. Phys. Lett., 29B, 176 (1969).
5. С.П. Капица, Н.С. Работнов, Г.Н. Смиренкин, А.С. Солдатов, Л.Н. Усачев, Ю.М. Ципенюк. Письма в ЖЭТФ, 9, 128 (1969).
6. V.M. Strutinsky. Nucl.Phys., A95, 420 (1967).
7. V.M. Strutinsky. Nucl.Phys., A122, 1 (1969).
8. Chin Fu Tsang, S.G. Nilsson. Nucl.Phys., A140, 275 (1970).
9. Ю.П. Гангрский, Б.Н. Марков, С.М. Поликанов, Х. Юнгклауссен. Письма в ЖЭТФ 14, 429 (1966).
10. F.H. Ruddy, J.M. Alexander. Phys.Rev. (in the press)
11. J. Peter. Phys.Lett., 31B, 124 (1970).
12. N. Lark, G. Sletten, J. Pedersen, S. Björnholm. Nucl.Phys., A139, 481 (1969).
13. V. Metag, R. Repnow, P. von Brentano, J.D. Fox. Zeit für Physik 226, 1 (1969).
14. Ю.П. Гангрский, Б.Н. Марков, С.М. Поликанов, И.Ф. Харисов, Х. Юнгклауссен. Изв. АН СССР, сер. физич., XXXII, 1664 (1968).

Рукопись поступила в издательский отдел  
27 марта 1970 года.