

## ДЕЛЕНИЕ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР С ИСПУСКАНИЕМ ДЛИННОПРОБЕЖНЫХ $\alpha$ -ЧАСТИЦ

*Н. А. Перфилов, Ю. Ф. Романов, З. И. Соловьева*

В настоящее время представляет значительный интерес исследование сложных случаев деления тяжелых ядер с образованием трех заряженных частиц. Об этом явлении стало известно в 1946—1947 гг. из работ нескольких групп исследователей, которые использовали как толстослойные фотопластинки (Перфилов<sup>1</sup>, Цзен Сан-Цзян и др.<sup>2</sup>, Воллан и др.<sup>3</sup>, Демерс<sup>4</sup>, Грин и Ливси<sup>5</sup>), так и специально сконструированные ионизационные камеры (Фарвелл и др.<sup>6</sup>).

Наглядно случаи сложного деления удобно наблюдать в фотослое через микроскоп. Для этого фотолампочка пропитывается солью урана

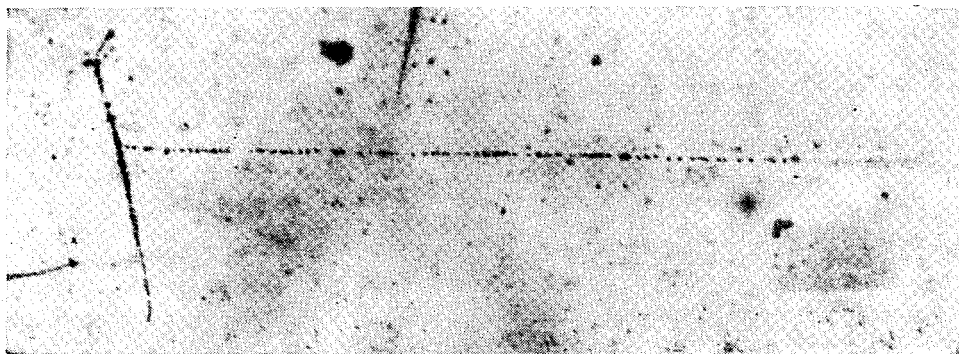


Рис. 1. Деление с третьей длиннопробежной  $\alpha$ -частицей.

и облучается тепловыми нейтронами. На фоне большого числа случаев бинарного деления значительно реже встречаются делительные события, когда с точкой деления связан третий след от более легкой частицы с пробегом, значительно превышающим пробеги осколков деления (рис. 1).

Эти третьи частицы были названы длиннопробежными.

Позже появился еще целый ряд работ, посвященных исследованию этого явления, которые представляются интересным рассмотреть.

Наряду с длиннопробежными частицами в некоторых работах<sup>1,2</sup> исследовались короткопробежные частицы, связанные с процессом деления, но впоследствии<sup>7,8</sup> оказалось возможным отнести их к ядрам отдачи от столкновения осколков с ядрами среды вблизи точки деления.

## 1. ПРИРОДА ДЛИННОПРОБЕЖНОЙ КОМПОНЕНТЫ

Уже в первых экспериментах старались выяснить, что представляют собой длиннопробежные частицы. Судя по плотности зерен, можно отнести их к  $\alpha$ -частицам<sup>3</sup>. К такому же выводу приводит оценка величины производимой ими ионизации<sup>6</sup>.

В работах<sup>2</sup> производился расчет наблюдаемых в фотослое тройных вилок с целью оценки массы третьей частицы. Угол между тяжелыми осколками деления отличается от  $180^\circ$  на несколько градусов и дает возможность оценить массу третьей частицы, которая оказалась близкой к массе  $\alpha$ -частицы. Однако точность измерений не давала возможности утверждать, что среди них нет таких ядер, как  $\text{He}^3$ ,  $\text{Li}^6$  и др.

Исходя из предполагаемого механизма тройного деления, Цзен Сан-Цзян<sup>2</sup> вычислил максимальные пробеги частиц с различными  $Z/A$ . Наблюдаемый на опыте максимальный пробег третьей частицы примерно совпадал с пробегом, рассчитанным для  $\alpha$ -частицы.

Дополнительные указания на тождественность третьих частиц  $\alpha$ -частицам следуют из опытов Аллена и Дьюэна<sup>9</sup> по измерению энергетического распределения длиннопробежных частиц (см. ниже).

В 1957 г. Фалмер и Коэн<sup>10</sup> еще раз и наиболее четко подтвердили, что частицами, сопровождающими деление ядер урана, являются  $\alpha$ -частицы. Авторами был использован метод магнитного отклонения в сочетании с амплитудным анализатором. Мишень с препаратом  $\text{U}^{235}$  и слоем  $\text{Po}^{210}$  помещалась вблизи центра реактора. На выходе из реактора располагался секторный магнитный спектрометр, за которым находился сцинтилляционный счетчик с амплитудным анализатором. Небольшое давление воздуха в установке обеспечивало полное торможение всех осколков деления. Радиус  $\rho$  траектории частиц был постоянным. На опыте находилась зависимость амплитуды импульса  $A$  от величины  $(H\rho)^2$ . Оказалось, что все точки, включая и точку, соответствующую  $\alpha$ -частицам, хорошо укладываются на одну прямую линию. Наклон прямой, очевидно, определяется значением  $Z^2/m$ , так как амплитуда импульса  $A$  пропорциональна энергии частицы  $E$ , а между энергией  $E$  и  $H\rho$  имеется связь  $E = \frac{Z^2 (H\rho)^2}{m \cdot 2c^2}$ . Этим было показано, что длиннопробежные частицы имеют то же самое значение  $Z^2/m$ , как и  $\alpha$ -частицы. Вторая часть опыта состояла в измерении потери энергии частиц в алюминиевых фольгах известной толщины, которые ставились непосредственно у детектора. Потеря энергии частицами находилась по величине  $H\rho$  и по уже найденной зависимости  $A(E)$ . Экспериментальные данные хорошо совпали с расчетными, которые были получены на основе известной связи между пробегом и энергией  $\alpha$ -частиц в алюминии. Отсюда сделан вывод, что величина  $mZ^2$  для исследуемых частиц совпадает с  $mZ^2$  для  $\alpha$ -частиц. Так как у сравниваемых частиц  $Z^2/m$  и  $mZ^2$  одинаковы, то у них одни и те же заряды и массы.

Итак, твердо установлено, что при тройном делении ядер длиннопробежные частицы являются в подавляющем большинстве  $\alpha$ -частицами.

## 2. О ВЕРОЯТНОСТИ СЛОЖНОГО ДЕЛЕНИЯ

Деление с образованием длиннопробежных  $\alpha$ -частиц является довольно редким событием. Для характеристики частоты этого процесса обычно используется понятие относительной вероятности, определяющей, на сколько случаев двойного деления приходится один акт тройного. Измерение относительной вероятности двойного и тройного делений про-

изводилось многими исследователями. Были использованы различные методы ядерной физики. Наиболее подробно изучено деление изотопа  $U^{235}$  под действием медленных нейтронов. Однако между данными различных авторов нет хорошего согласия, что, по-видимому, объясняется малой статистической точностью измерений и различиями в энергетических спектрах нейтронов, облучавших делящиеся ядра.

Рассмотрим коротко основные методы измерения относительной вероятности тройного деления.

С помощью фотоэмульсий вероятность определяется следующим образом. При просмотре регистрируются случаи тройного деления и одновременно подсчитывается полное число двойных делений в фотослое. Этот метод трудоемок, но сравнительно прост и надежен. Большинство работ выполнено именно этим методом. Оказывается, что на один случай сложного деления приходится около 350 бинарных делений. Недостаток такого способа определения вероятности сложного деления состоит в том, что он практически непригоден при изучении деления изотопов, обладающих сильной альфа-активностью ( $U^{233}$  и  $Pu^{239}$ ). В связи с этим были разработаны другие методы, которые способны предоставить большой статистический материал с большой объективностью данных.

В работе<sup>6</sup> для измерения относительной вероятности тройного деления использовалась двойная ионизационная камера. Мишень, на которой был нанесен исследуемый изотоп, помещалась на центральном электроде камеры. В одной половине камеры регистрировались осколки деления, что достигалось выбором определенной дискриминации, а в другой половине — длиннопробежные  $\alpha$ -частицы. Подложка мишени имела такую толщину, которая была достаточна для поглощения всех осколков деления и естественных  $\alpha$ -частиц. Таким образом альфа-камера регистрировала лишь  $\alpha$ -частицы, возникающие при тройном делении ядер. Для исключения фоновых импульсов на выходе установки фиксировались совпадения между осколками деления и  $\alpha$ -частицами. Если осколки и  $\alpha$ -частицы регистрируются в телесном угле  $2\pi$ , то относительная вероятность равна числу зарегистрированных осколков, отнесенному к удвоенному числу совпадений.

Последние данные приводятся в работе Фалмера и Коэна<sup>10</sup>, о которой упоминалось выше. Число случаев тройного деления было найдено путем численного интегрирования распределения  $\alpha$ -частиц по  $H_Q$ . С помощью той же установки было измерено распределение осколков деления по  $H_Q$  и найдено их число в единицу времени. В результате оказалось, что на один акт деления с образованием длиннопробежной  $\alpha$ -частицы приходится 340 случаев двойного деления. Авторами, к сожалению, не приводится ошибка полученного результата.

Вероятность тройного деления ядер  $U^{235}$  измерялась также Алленом и Дьюэном<sup>9</sup>. Для регистрации длиннопробежных  $\alpha$ -частиц использовался пропорциональный счетчик больших размеров. Над счетчиком помещалась ионизационная камера, с помощью которой регистрировались осколки деления (рис. 2). Эта камера была отделена от счетчика фольгой, в которой тормозились осколки деления и  $\alpha$ -частицы естественной радиоактивности. Облучение производилось нейтронами из реактора. Для расчета вероятности определялось число двойных делений, число совпадений между осколками и длиннопробежными  $\alpha$ -частицами и эффективный телесный угол, в котором производилась регистрация. Полученная вероятность  $550 \pm 50$  не согласуется с данными других работ, свидетельствующими о том, что тройное деление является более частым событием. Авторы предполагают, что расхождение результатов объясняется различием в энергетическом распределении нейтронов, вызывающих деление.

В таблице I приведены данные для относительной вероятности сложного деления изотопа  $U^{235}$  на тепловых нейтронах, которые получены в разных работах.

Таблица I

Автор	Методика	Относительная вероятность
Грин, Ливси <sup>5</sup>	Фотометод	1 : (340 ± 40)
Фарвелл <sup>6</sup>	Ионизационная камера	1 : 250
Маршалл <sup>11</sup>	Фотометод	1 : 230
Цзен Сан-Цзян и др. <sup>2</sup>	»	1 : (330 ± 110)
Титтертон <sup>12</sup>	»	1 : (422 ± 50)
Аллен, Дьюэн <sup>9</sup>	Ионизационная камера	1 : (505 ± 50)
Хилл <sup>13</sup>	Магнитное отклонение	1 : (220 ± 33)
Фалмер, Козн <sup>10</sup>		1 : 310

Оклером<sup>13а</sup> измерена зависимость вероятности тройного деления с испусканием длиннопробежной частицы от энергии падающих нейтронов в тепловой области. В пределах статистических ошибок (около 10%) вероятность деления не зависит от энергии нейтронов.

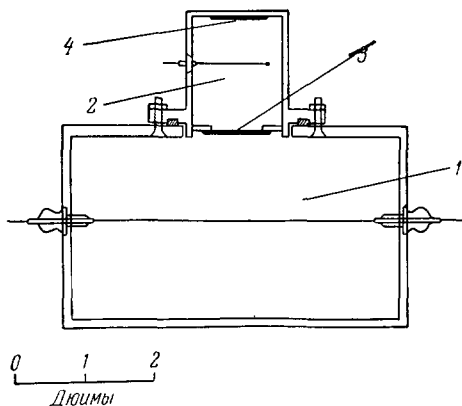


Рис. 2. Прибор для определения вероятности тройного деления ядер<sup>9</sup>.

1 — пропорциональный счетчик, 2 — ионизационная камера, 3 — фолга для торможения осколков деления и  $\alpha$ -частиц естественной радиоактивности, 4 — урановая мишень.

меньшую вероятность сложного деления, (получено в работе<sup>2</sup>) чем  $U^{235}$ , т. е. у ядра  $Pu^{239}$  уровень возбуждения при захвате нейтрона с нулевой энергией выше, чем у  $U^{235}$ .

Однако, позднее<sup>7,14</sup> было найдено, что уран делится быстрыми нейтронами с образованием длиннопробежных частиц. Кроме того, по данным работы Аллена и Дьюэна<sup>9</sup> вероятность сложного деления  $Pu^{239}$  и  $U^{233}$  на тепловых нейтронах даже несколько больше, чем для  $U^{235}$ , а именно  $Pu^{239}$  — 1 : (445 ± 35) и  $U^{233}$  — 1 : (405 ± 30).

Новые экспериментальные результаты, касающиеся этого вопроса, были получены в работах Перфилова и Соловьевой<sup>15,16</sup>. Нейтроны получались от реакций (D+T) и (D+D) и имели соответственно энергию 14 и 2,5 Мэв. Фотопластинки экранировались от тепловых

В работе<sup>2</sup> указывалось, что на быстрых нейтронах (от реакции  $Be(d,n)$  при  $E_d=6,7$  Мэв) не наблюдается деления урана и тория с испусканием длиннопробежных  $\alpha$ -частиц. Авторами был сделан вывод, что такой тип деления характерен лишь для низких уровней возбуждения делящихся ядер. Захват быстрого нейтрона, по мнению авторов, приводит ядро в состояние, когда его энергетический уровень заметно выше порога деления составного ядра, и в этом случае образования длиннопробежных частиц не происходит. Этому утверждению способствовало также то, что более «легко делимое» ядро  $Pu^{239}$  имеет вдвое

и рассеянных нейтронов кадмием и бором, в связи с чем тепловые и рассеянные нейтроны могли вызвать не более 2% случаев делений от полного числа делений. В результате оказалось, что на один случай сложного деления естественного урана под действием нейтронов с энергией 2,5 *Мэв* приходится 600 случаев двойного деления, а при энергии нейтронов 14 *Мэв* от 1000 до 1300 актов двойного деления, т. е. процесс в несколько раз менее вероятен, чем при делении  $U^{235}$  на тепловых нейтронах.

Группа французских исследователей<sup>17</sup>, использовавших метод Аллена и Дьюэна<sup>9</sup>, получила, что при  $E_n = 300$  *кэв* на одно тройное деление  $Pu^{239}$  приходится 1500 двойных делений. Кроме того, примерно такая же вероятность имеет место для  $U^{233}$ . Эти авторы в настоящее время предпринимают изучение вероятностей тройного деления изотопов  $U^{233}$ ,  $U^{235}$ ,  $U^{238}$ ,  $Pu^{239}$  под действием нейтронов разных энергий. Источниками нейтронов будут являться: тепловые нейтроны, определенные группы которых до 1,5 *эв* будут выделяться кристаллическим монохроматором, быстрые нейтроны из реактора, а также от реакции  $T(p,n) He^3$ , осуществляемой с помощью генератора Ван-де-Граафа (энергии нейтронов 340, 700 и 2000 *кэв*). В этой работе будет использован метод фотопластинок, причем делящееся вещество будет расположено вне эмульсии, а число делений в образце определится по количеству треков от протонов отдачи, вызываемых нейтронами деления.

Вероятность сложного деления  $U^{238}$  и  $Th^{232}$  изучалась также на  $\gamma$ -лучах с максимальной энергией 23 *Мэв*<sup>18,19</sup> и оказалась примерно такой же, как при делении  $U^{235}$  тепловыми нейтронами.

При делении тория на быстрых нейтронах<sup>20</sup> и урана на  $\gamma$ -лучах<sup>21</sup> найдено два случая, когда с точкой деления связаны две длиннопробежные  $\alpha$ -частицы. Энергия каждой частицы в обоих случаях около 10 *Мэв*, угол между ними  $-7^\circ$  и  $9^\circ$ . Энергетические соображения не противоречат предположению, что здесь имеет место испускание в момент деления ядра  $Be^8$ , которое распадается, находясь еще в поле осколков, на две  $\alpha$ -частицы. В других опытах подобных случаев не наблюдалось.

Интересен вопрос о сложном спонтанном делении.

В 1955 г. на первой Женевской конференции указывалось<sup>22</sup>, что по данным Мостовой вероятность тройного спонтанного деления  $Pu^{240}$  в  $1,60 \pm 0,15$  раз больше, чем вероятность тройного деления изотопа  $Pu^{239}$  на медленных нейтронах.

На Менделеевском съезде 1959 г. Томпсоном<sup>23</sup> было сделано сообщение о сложном спонтанном делении  $Cf^{252}$ . Путем усовершенствования методики получения изотопа  $Cf^{252}$  группой сотрудников из Беркли было выделено около 1  $\mu g$   $Cf^{252}$ . В связи с этим представилась возможность исследовать сложные случаи спонтанного деления  $Cf^{252}$ . Как известно, период спонтанного деления этого изотопа равен 66 годам. Поэтому в изготовленном препарате происходило примерно  $5 \cdot 10^7$  делений в минуту. Так как  $Cf^{252}$  обладает малым периодом  $\alpha$ -распада (2,2 года), то изучение его деления методом фотопластинок представляет собой сложную задачу. Из-за сравнительно благоприятного соотношения периодов спонтанного деления и  $\alpha$ -распада препарат  $Cf^{252}$  можно было ввести в фотоэмульсию на несколько часов и после ее проявления наблюдать большое число треков от осколков деления на фоне треков от  $\alpha$ -частиц. (До проявления эмульсия промывалась с целью выделения  $Cf^{252}$ .) Авторами обнаружено, что наряду с делением на два осколка существует деление с образованием длиннопробежных  $\alpha$ -частиц. По предварительным данным, на один акт тройного деления приходится около 300 случаев двойного деления.

Таким образом, вопрос о вероятностях деления, сопровождаемого длиннопробежными  $\alpha$ -частицами, изучен далеко не достаточно. Поэтому в настоящее время нельзя сделать какие-либо выводы и произвести систематику данных о вероятностях тройного деления различных изотопов.

### 3. ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИННОПРОБЕЖНЫХ $\alpha$ -ЧАСТИЦ

Энергетический спектр  $\alpha$ -частиц, возникающих при сложном делении урана, изучался методом фотопластинок<sup>2,5,7,12</sup> по поглощению в тонких алюминиевых фольгах<sup>9,13</sup>, с помощью ионизационной камеры с сеткой<sup>9</sup> и путем отклонения  $\alpha$ -частиц в магнитном поле<sup>10</sup>.

Энергии  $\alpha$ -частиц в отдельных актах сложного деления определялись, как обычно: путем измерения их пробегов в фотоэмульсии, для которой найдена связь между пробегом и энергией  $\alpha$ -частиц. Зависимость числа случаев, при которых энергии  $\alpha$ -частиц заключены в интервале от  $E$  до  $E+dE$ , от величины  $E$  дает искомое распределение. Установлено, что спектр  $\alpha$ -частиц является непрерывным и обладает широким максимумом вблизи 15—17 Мэв. Энергии  $\alpha$ -частиц заключены в пределах от 7 до 28 Мэв. Полуширина максимума распределения составляет примерно 12 Мэв.

В работе Аллена и Дьюэна<sup>9</sup> для исследования спектра  $\alpha$ -частиц был применен метод поглощения частиц в алюминиевых фольгах разной толщины. Мишень из делящегося вещества помещалась на торце ионизационной камеры, имеющем наклон по отношению к оси камеры в 45°. Получающиеся длиннопробежные частицы попадали через слюдяное окно камеры в пропорциональный счетчик. Осколки и частицы регистрировались на совпадение. Между камерой и счетчиком на пути длиннопробежных частиц ставились тонкие алюминиевые фольги. При этом регистрировались лишь те частицы, которые создавали максимальную ионизацию в объеме счетчика, т. е. выделялись частицы с определенным остаточным пробегом.

Зная толщину слюдяных окон и алюминиевой фольги, можно было определить, какова энергия регистрируемых частиц (каков их пробег в воздухе). По изменению числа совпадений в зависимости от толщины фольги рассчитывалось полное энергетическое распределение длиннопробежных  $\alpha$ -частиц. Авторами получено, что максимум распределения приходится на пробег 25 см воздуха, что соответствует энергии в 15 Мэв.

Аналогичный метод исследования энергий  $\alpha$ -частиц применялся в работе Хилла<sup>13</sup>. Полученная им форма энергетического распределения длиннопробежных  $\alpha$ -частиц согласуется с результатами Аллена и Дьюэна и приблизительно подчиняется закону Гаусса

$$W(E) \sim \exp \left[ - \left( \frac{E - 15,15}{6,05} \right)^2 \right].$$

Здесь учтено, что полученный в этой работе максимум распределения приходится на 15,15 Мэв.

В той же работе Аллена и Дьюэна энергетическое распределение  $\alpha$ -частиц при делении  $U^{235}$  под действием медленных нейтронов изучалось и с помощью ионизационной камеры с сеткой. В опыте использовалась двойная ионизационная камера с давлением газа около 10 ат, в одной половине которой регистрировались осколки деления, в другой — длиннопробежные частицы, сопровождающие деление. Мишень помещалась на центральном высоковольтном электроде камеры. Подложка мишени полностью поглощала осколки деления и  $\alpha$ -частицы естественной радиоактивности урана. Так как альфа-камера была снабжена сеткой, экранирующей собирающий электрод от влияния положительных ионов, амплитуда импульса на собирающем электроде была пропорциональна

энергии  $\alpha$ -частиц. При совпадении импульсов от двух камер с помощью амплитудного анализатора измерялась амплитуда импульса от длиннопробежной частицы. Для энергетической калибровки импульсов использовался препарат  $\text{Pu}^{239}$ , нанесенный на подложку мишени со стороны большой камеры.

Измеренное энергетическое распределение длиннопробежных частиц хорошо совпало с распределением, полученным методом поглощения. Это обстоятельство свидетельствует о том, что все длиннопробежные частицы, сопровождающие деление урана, являются  $\alpha$ -частицами, а не  $\text{He}^3$ ,  $\text{Li}^6$  и т. п. Действительно, распределение частиц по энергиям, рассчитанное из результатов опыта по поглощению, было найдено в предположении, что все частицы являются  $\alpha$ -частицами. Совпадение этого распределения с распределением, полученным путем непосредственного измерения ионизации, производимой частицами, доказывает, что при тройном делении не возникают какие-либо ядра с большими пробегами, за исключением ядер  $\text{He}^4$ .

Наконец, энергетический спектр  $\alpha$ -частиц при делении  $\text{U}^{235}$  на тепловых нейтронах изучался с помощью магнитного спектрографа в работе Фалмера и Коэна<sup>10</sup>, о которой упоминалось выше. Высокая разрешающая способность установки позволила получить данные с большой степенью точности. Результаты этих измерений показывают, что в энергетическом распределении  $\alpha$ -частиц отсутствует какая-либо тонкая структура. Интересно отметить, что данные, полученные разными методами, хорошо согласуются друг с другом (рис. 3). Некоторое расхождение результатов измерений, соответствующих малым энергиям, объясняется, по-видимому, неточностями методов поглощения и фотопластинок.

Энергетические спектры  $\alpha$ -частиц, сопровождающих деление  $\text{U}^{233}$  и  $\text{Pu}^{239}$ , по данным Аллена и Дьюэна, имеют тот же характер, что и при делении  $\text{U}^{235}$ . При этом наблюдается некоторый сдвиг максимумов в сторону больших энергий.

Таковы основные результаты исследований энергетических спектров  $\alpha$ -частиц при делении ядер на медленных нейтронах.

Из работ Перфилова и Соловьевой<sup>15,16</sup> следует, что энергетическое распределение длиннопробежных  $\alpha$ -частиц, возникающих при делении естественного урана под действием нейтронов с энергиями 2,5 Мэв и 14 Мэв, не сильно отличается от спектра  $\alpha$ -частиц, наблюдаемого при делении  $\text{U}^{235}$  на тепловых нейтронах.

#### 4. УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИННОПРОБЕЖНЫХ $\alpha$ -ЧАСТИЦ

Очень простым и надежным методом измерения углового распределения  $\alpha$ -частиц относительно осколков деления является метод фотопластинок. В настоящее время другие методы еще не разработаны. Угол  $\psi$  между направлением полета  $\alpha$ -частицы и одного из осколков деления находится

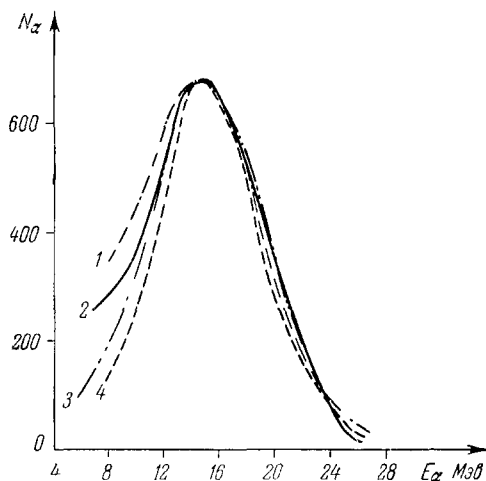


Рис. 3. Энергетическое распределение длиннопробежных  $\alpha$ -частиц:  
1 — по данным 9, 2 — 10, 3 — 13; 4 — 11.

путем измерения горизонтальных и вертикальных проекций их треков и угла между горизонтальными проекциями. Угол вычисляется согласно формуле

$$\cos \psi = \frac{x_a x_f \cos \varphi + z_a z_f}{\sqrt{x_a^2 + z_a^2} \sqrt{x_f^2 + z_f^2}},$$

где  $x_a$ ,  $x_f$  и  $z_a$ ,  $z_f$  — соответственно горизонтальные и вертикальные проекции следов  $\alpha$ -частиц и осколка, а  $\varphi$  — проекция угла между ними.

Результаты работ <sup>2,12,24</sup>, в которых изучалось угловое распределение длиннопробежных  $\alpha$ -частиц относительно осколков деления, свидетельствуют, что  $\alpha$ -частицы испускаются в основном в области углов

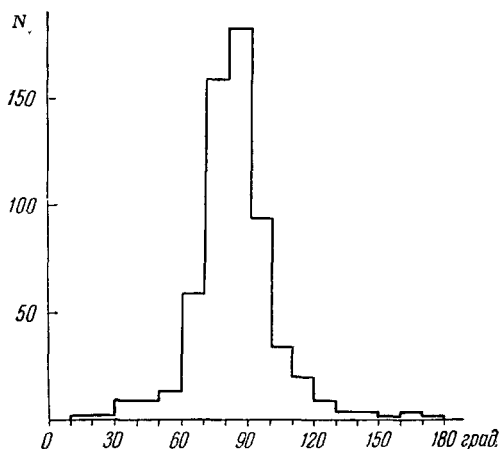


Рис. 4. Угловое распределение длиннопробежных  $\alpha$ -частиц относительно легкого осколка деления <sup>7</sup>.

около  $80^\circ$  относительно направления движения легкого осколка (осколка, имеющего больший пробег). Таким образом, длиннопробежные  $\alpha$ -частицы преимущественно попадают в полусферу, соответствующую легкому осколку деления. На рис. 4 дано характерное угловое распределение  $\alpha$ -частиц по отношению к легкому осколку деления <sup>24</sup>.

Из рис. 4 видно, что имеется заметное количество случаев, когда отклонения от наиболее вероятного значения велики.

По данным Перфилова и Соловьевой <sup>24</sup>, угловое распределение  $\alpha$ -частиц становится все более широким с увеличением их пробегов и для  $\alpha$ -частиц с пробегами выше 200 мк ( $E > 21$  Мэв) приближается к изотропному. Кроме того, угол вылета  $\alpha$ -частиц не зависит от асимметрии в пробегах осколков деления. Из этой связи углового и энергетического распределения  $\alpha$ -частиц можно сделать заключение, что  $\alpha$ -частица как временная подструктура, имеющая определенное распределение по энергиям внутри ядра, освобождается при делении с начальной скоростью, определяемой этим распределением, а уже потом попадает в область действия кулоновских сил осколков деления.

При сложном делении естественного урана под действием нейтронов с энергиями 2,5 Мэв и 14 Мэв обнаружено <sup>15,16</sup>, что характер углового распределения сохраняется и максимум приходится примерно на  $80^\circ$ .

При фотоделении <sup>20</sup> и при делении  $U^{238}$  и  $Th^{232}$  на быстрых нейтронах <sup>14</sup>  $\alpha$ -частицы также испускаются под углом, близким к  $90^\circ$ .

## 5. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ОСКОЛКОВ ТРОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ

Интересен вопрос об энергетическом распределении осколков деления, сопровождаемого вылетом длиннопробежной  $\alpha$ -частицы. При изучении тройного деления урана методом фотопластинок было отмечено <sup>2,7</sup>, что осколки в большинстве случаев имеют разные пробеги. Отношение пробегов составляет около 1,3. Для измерения точного энергетического распределения осколков метод фотопластинок является непригодным.



Попытка измерить энергетический спектр осколков при тройном делении  $U^{235}$  впервые сделана Алленом и Дьюэном<sup>9</sup>. Осколки и  $\alpha$ -частицы регистрировались с помощью двойной ионизационной камеры, о которой упоминалось выше. Регистрировались совпадения между осколками и  $\alpha$ -частицами. Амплитуды импульсов от осколков измерялись многоканальным анализатором. Найдено, что спектр осколков имеет двугорбый характер и сдвинут относительно спектра двойного деления в сторону меньших энергий. Максимум, соответствующий легким осколкам деления (большие энергии), сдвинут на  $10 \text{ Мэв}$ , а «горб» тяжелых осколков—на  $7 \text{ Мэв}$ . На результатах измерений Аллена и Дьюэна сказалась угловая корреляция между осколками и  $\alpha$ -частицами. Так как в полусферу легкого осколка попадает большее число длиннопробежных  $\alpha$ -частиц, чем в полусферу тяжелого, а осколки и  $\alpha$ -частицы регистрируются с противоположных сторон от мишени из делящегося вещества, то в полученном распределении «тяжелый горб» оказался значительно выше легкого и больше по площади.

Более точное распределение осколков получено в работе Дмитриева, Драпчинского, Петряка, Романова<sup>25</sup>. Осколки регистрировались камерой с сеткой,  $\alpha$ -частицы фиксировались кольцевой камерой, окружающей центральный электрод и симметричной относительно его плоскости (рис. 5). На центральном электроде крепился источник делящегося вещества, представляющий собой тонкую металлизированную коллодиевую пленку, на которую была нанесена соль урана. В условиях этого эксперимента угловая корреляция осколков и  $\alpha$ -частиц не оказывала никакого влияния на результаты измерений, потому что  $\alpha$ -частицы попадали в альфа-камеру с двух сторон от мишени. При совпадении осколков и  $\alpha$ -частиц на вход 63-канального амплитудного анализатора с электронной памятью, подключенного к осколочному каналу, подавался импульс, разрешающий регистрацию амплитуды. После введения в результаты измерения поправки на ионизацию, создаваемую длиннопробежными  $\alpha$ -частицами в объеме делительной камеры, получено, что горбы имеют такие сдвиги, как это найдено Алленом и Дьюэном. Однако высота легкого горба превышает высоту тяжелого примерно на 10%. Горбы оказались более узкими, чем при двойном делении, что частично объясняется геометрической коллимацией осколков, связанной с угловой корреляцией осколков и  $\alpha$ -частиц и с условиями регистрации. На рис. 6 представлены результаты измерений энергетического распределения осколков тройного деления  $U^{235}$  под действием медленных нейтронов. Следует заметить, что спектры осколков тройного деления  $U^{235}$  и  $U^{233}$  аналогичны по форме и имеют одинаковые сдвиги относительно спектров осколков при двойном делении.

В работе Мостового, Мостовой, Совинского и Салтыкова<sup>26</sup> энергетическое распределение осколков  $U^{235}$  было найдено тем же методом, что и в работе Аллена и Дьюэна. Однако, используя данные по угловой корреляции осколков и  $\alpha$ -частиц, авторы ввели поправку в результаты измерений, что связано с экстраполированием «горбов»,

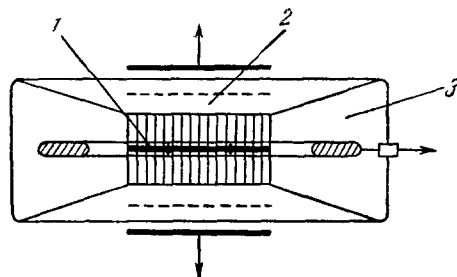


Рис. 5. Ионизационная камера для измерения энергий осколков деления<sup>25</sup>. 1—центральный электрод и мишень делящегося вещества, 2—осколочная камера, 3—камера для регистрации длиннопробежных  $\alpha$ -частиц.

соответствующих легким и тяжелым осколкам. Полученное распределение очень хорошо совпадает по форме с приводимым на рис. 6. Расхождение имеется лишь в энергетическом сдвиге горбов, который, по данным работы<sup>26</sup>, составляет 13,8 Мэв. Можно, по-видимому, считать, что результаты всех работ примерно согласуются в пределах экспериментальной точности. Поэтому оказывается, что сумма кинетических энергий наиболее вероятных осколков двойного деления приблизительно совпадает с суммой кинетических энергий наиболее вероятных осколков тройного деления и  $\alpha$ -частиц. Из полученных данных можно оценить разность энергии внутреннего возбуждения наиболее вероятных осколков двойного и тройного делений. Величина ее равна нескольким мегавольтам. Если использовать статистическую теорию деления ядер, развитую Фонгом<sup>27</sup>, то такая разница в энергиях внутреннего возбуждения должна привести к значительному уменьшению вероятного тройного деления по сравнению с двойным. Этот факт подтверждает эксперимент (вероятность 1 : 300). Кроме того, уменьшение энергии внутреннего возбуждения осколков должно привести к уменьшению среднего числа нейтронов, испускаемых осколками.

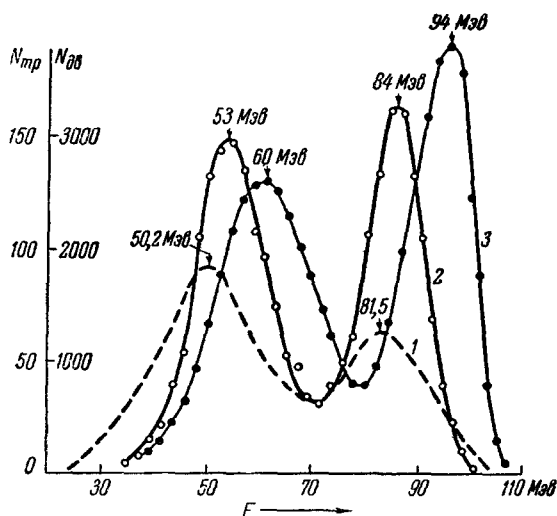


Рис. 6. Энергетическое распределение осколков деления  $U^{235}$  в тройном делении.

1 — тройное деление  $^9$ ; 2 — тройное деление  $^{23}$ ; 3 — бинарное деление  $^{25}$ . Поправка на ионизационный дефект не введена.

осколков деления и длиннопробежных  $\alpha$ -частиц использовалась двойная ионизационная камера. Камера помещалась в центре бака, заполненного жидким сцинтиллятором, который являлся детектором нейтронов деления. Авторы этой работы путем сопоставления числа совпадений между осколками и нейтронами в двойном делении и между осколками, нейтронами и  $\alpha$ -частицами в тройном делении определили, что  $\bar{\nu}_{тр}$  равно  $1,77 \pm 0,09$  при  $E_\alpha > 9$  Мэв и  $\bar{\nu}_{тр}$  равно  $1,79 \pm 0,13$  при  $E_\alpha > 22$  Мэв. Таким образом, получено, что энергия возбуждения осколков не зависит от энергии длиннопробежных  $\alpha$ -частиц.

Мы рассмотрели основные экспериментальные данные о делении ядер с образованием длиннопробежных  $\alpha$ -частиц. Каков же механизм этого сложного случая деления? Разными исследователями было предположено несколько гипотез.

## 6. ГИПОТЕЗЫ О МЕХАНИЗМЕ ТРОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ

Для объяснения экспериментальных данных по угловому и энергетическому распределениям длиннопробежных  $\alpha$ -частиц Цзенем и сотрудниками<sup>2</sup> была предложена гипотеза о механизме тройного деления. При захвате нейтрона происходит возбуждение ядра, причем энергия

деления ядер, развитую Фонгом<sup>27</sup>, то такая разница в энергиях внутреннего возбуждения должна привести к значительному уменьшению вероятного тройного деления по сравнению с двойным. Этот факт подтверждает эксперимент (вероятность 1 : 300). Кроме того, уменьшение энергии внутреннего возбуждения осколков должно привести к уменьшению среднего числа нейтронов, испускаемых осколками. По оценкам Мостового и др. это число должно быть равно  $\bar{\nu}_{тр} = 1,6$ , что согласуется с экспериментальными данными, полученными в работе Апалина, Добрынина, Захаровой, Кутикова, Микаэльяна<sup>28</sup>. Для регистра-

возбуждения переходит в энергию колебательного движения ядерной жидкости (капли). Как показано в работах <sup>29,30</sup>, при большой деформации, соответствующей гармонике четвертого порядка, могут образоваться две перетяжки, которые при удлинении капли становятся местами разрыва. По гипотезе Цзен Сан-цзяна и др., центральной каплей является  $\alpha$ -частица. Вследствие асимметрии осколков и интенсивного колебания системы, приводящего к удлинению перемычек между осколками, к моменту деления все три части ядра касаются друг друга. В момент деления они разлетаются под действием кулоновских сил. Скорость и направление движения  $\alpha$ -частицы зависят от ее первоначального положения относительно двух других осколков. Движение ее происходит по направлению равнодействующей кулоновских сил тяжелых осколков деления. Поэтому  $\alpha$ -частица преимущественно отклоняется в сторону легкого осколка. Данная гипотеза позволяет оценить наиболее вероятную энергию  $\alpha$ -частицы, причем значение энергии совпадает с полученным на опыте.

Такое представление механизма деления ядер с образованием длиннопробежных  $\alpha$ -частиц является только качественным. Ответ на вопрос, почему в подавляющем большинстве образуются  $\alpha$ -частицы, а не какие-либо другие ядра, остается открытым. Кроме того, данная гипотеза не может объяснить наблюдаемые вероятности тройного деления и зависимость их от энергии нейтронов, а также связь угловой и энергетической корреляций  $\alpha$ -частиц и осколков деления.

По мнению Фезера<sup>27</sup>,  $\alpha$ -частица испускается после деления из одного из осколков, преимущественно из того, который альфа-нестабилен в основном состоянии. Так как области альфа-нестабильности ядер приходятся примерно на  $Z = 40$  и  $Z = 60$ , то энергетическое распределение осколков тройного деления должно быть более асимметричным, чем при делении на две части.

Эта гипотеза встречает сразу же много возражений. Последний вывод противоречит экспериментальным данным по угловому и энергетическому распределению осколков тройного деления.

Если бы  $\alpha$ -частица испарялась из осколков, то трудно было бы ожидать наблюдаемое на опыте угловое распределение  $\alpha$ -частиц. Как показано в работе Воллана и др.<sup>3</sup>, максимум в угловом распределении  $\alpha$ -частиц, изотропно испускаемых движущимся осколком, за счет движения осколка должен бы был приходиться в лабораторной системе координат на угол 45 градусов относительно направления полета осколка.

В работе Демерса<sup>4</sup> сделана попытка оценить верхний предел времени вылета  $\alpha$ -частицы. Для этого использовалась фотопластинка с тонким нечувствительным слоем желатины, содержащим соль урана. При просмотре облученной нейтронами фотопластинки не удалось обнаружить ни одного трека длиннопробежной  $\alpha$ -частицы, который начинался бы вне слоя желатины, имевшего толщину 0,2 мк. Так как скорости осколков деления порядка  $10^9$  см/сек, то длиннопробежные  $\alpha$ -частицы должны вылетать из осколков по крайней мере раньше, чем через время  $t = 2 \cdot 10^{-14}$  сек после деления. Вероятность распада осколков за время  $t \approx 10^{-14}$  сек крайне мала.

Может быть,  $\alpha$ -частица вылетает до момента деления? Аллен и Дьюэн<sup>9</sup> предполагают, что при деформации поверхности возбужденного ядра  $\alpha$ -частица вылетает из того места, где сильно понижен потенциальный барьер. После этого происходит деление. Наименьшая величина барьера существует вблизи «шейки» деформированного ядра, поэтому на опыте и наблюдается определенное угловое и энергетическое распределение

$\alpha$ -частиц. Вылет  $\alpha$ -частицы тем вероятнее, чем дольше живет составное ядро. В связи с этим вероятность тройного деления на медленных нейтронах больше, чем при делении под действием быстрых нейтронов. Казалось бы, что с помощью этой гипотезы можно объяснить качественно все экспериментальные данные о тройном делении. На самом деле гипотеза Аллена и Дьюэна несостоятельна по следующей причине.

В работе Фалмера и Козна<sup>10</sup> приведено убедительное доказательство того, что длиннопробежные  $\alpha$ -частицы не могут образовываться ни до деления, ни после деления. Испаряются ли  $\alpha$ -частицы из компаунд-ядра или из осколков деления, их энергетическое распределение определяется двумя факторами: температурным распределением внутри ядра (максвелловским) и проникаемостью кулоновского барьера. Оказывается, что «хвост» экспериментального распределения  $\alpha$ -частиц по энергиям хорошо совпадает

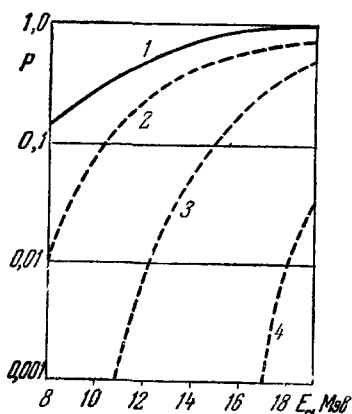


Рис. 7. Проникаемость кулоновского барьера  $P$  в зависимости от энергии  $\alpha$ -частиц для различных  $Z^{10}$ .

1 — для длиннопробежных  $\alpha$ -частиц при делении  $U^{235}$ ; 2 —  $Z=30$ ; 3 —  $Z=50$ ; 4 —  $Z=90$ .

с «хвостом» максвелловского распределения при температуре  $T=1,4$  Мэв. Поэтому проникаемость кулоновского барьера для частиц с энергией больше 17 Мэв равна единице. Используя это обстоятельство, можно построить зависимость проникаемости барьера от энергии  $\alpha$ -частиц в области малых энергий. На рис. 7 эта зависимость представлена сплошной кривой; пунктирными кривыми даны зависимости проникаемости барьеров от энергии  $\alpha$ -частиц при  $Z=30$ ,  $Z=50$  и  $Z=90$ . Из рисунка видно, что ядру, испускающему длиннопробежную  $\alpha$ -частицу, следует приписать эффективный заряд около 20. Осколки деления с такими малыми зарядами на опыте не обнаружены. Большая проникаемость барьера на первый взгляд может быть обусловлена понижением кулоновского барьера вблизи шейки делящегося ядра. Однако для этого, как показывают оценки, необходима невероятно большая деформация ядра, так как кулоновский

барьер в шейке падает медленно с удалением друг от друга образующихся осколков.

Итак, хотя имеется большой экспериментальный материал о делении ядер с образованием длиннопробежных  $\alpha$ -частиц, особенно относительно деления изотопа  $U^{235}$  под действием медленных нейтронов, до сих пор не удалось создать приемлемой гипотезы о механизме этого вида деления.

В заключение следует отметить, что имеются данные<sup>1,2</sup> о сложном делении ядер урана при сравнимых по массам осколках с очень малой вероятностью. В опыте<sup>31</sup> эти результаты не нашли подтверждения, и в последующие годы новых сведений о таком виде деления не появилось. В 1959 г. Томпсоном на Менделеевском съезде было доложено о спонтанном делении  $Cf^{252}$  на три соизмеримых осколка с вероятностью примерно 1 : 300 по отношению к бинарному делению.

Для серьезных научных обобщений явно недостаточно существующего экспериментального материала по делению ядер как с образованием длиннопробежных  $\alpha$ -частиц, так и с образованием соизмеримых по массам осколков. Можно надеяться, что интенсивные исследования, которые в настоящее время проводятся во многих лабораториях мира, приведут к разгадке механизма этого интересного ядерного процесса.

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Н. А. Перффилов, Диссертация, РИАН СССР (1947).
2. Tsien San-Tsiang, Ho Zah-Wei, R. Chastel, L. Vigneron, J. phys. et radium 8, 165 и 200 (1947); Tsien San-Tsiang, J. phys. et radium 9, 6 (1948).
3. E. O. Wollan, C. D. Moak, R. B. Sawyer, Phys. Rev. 72, 447 (1947).
4. P. Demers, Phys. Rev. 70, 974 (1946).
5. L. L. Green, D. L. Livesey, Nature 4036, 332 (1947); L. L. Green, D. L. Livesey, Phyl. Trans. 241, 323 (1948).
6. G. Farewell, E. Segre, C. Wiegand, Phys. Rev. 71, 327 (1947).
7. Н. А. Перффилов, З. И. Соловьева, Труды РИАН СССР IX, 5 (1959); З. И. Соловьева, Диссертация, РИАН СССР (1956).
8. H. Laboulaye, C. Tzara, J. Olkowsky, Compt. rend. 237, 155 (1953).
9. K. W. Allen, J. T. Dewan, Phys. Rev. 80, 181 (1950).
10. C. B. Fulmer, B. L. Cohen, Phys. Rev. 108, 370 (1957).
11. L. Marshall, Phys. Rev. 75, 1339 (1949).
12. E. W. Titterton, Nature 168, 590 (1951).
13. D. Hill, Phys. Rev. 87, 1049 (1952).
- 13a. J. M. Auclair, J. phys. et radium 19, 68 (1958).
14. E. W. Titterton, Phys. Rev. 83, 673 (1951).
15. Н. А. Перффилов, З. И. Соловьева, Атомная энергия 5, 175 (1958).
16. З. И. Соловьева, Атомная энергия 8, 137 (1960).
17. M. F. Netter, H. Faraggi et A. Garin-Bonnet, H. J. Jullien, C. Corge et J. Turkewicz, A/Conf. 15/P/1180, France, 2 июня (1958).
18. E. W. Titterton, F. K. Goward, Phys. Rev. 76, 142 (1949).
19. E. W. Titterton, T. A. Brinkley, Phyl. Mag. 41, 500 (1950).
20. E. W. Titterton, Phys. Rev. 83, 1076 (1951).
21. F. K. Goward, E. W. Titterton, J. J. Wilkins, Nature 164, 661 (1949).
22. В. И. Мостовой, Материалы Международной конференции на мирному использованию атомной энергии 1955 г., Физматгиз, т. 2, 256, 1958.
23. S. Thompson, Доклад на Менделеевском съезде, 1959, Москва.
24. Н. А. Перффилов, З. И. Соловьева, ЖЭТФ 37, 1157 (1959).
25. В. Н. Дмитриев, Л. В. Драпчинский, К. А. Петржак, Ю. Ф. Романов, ДАН СССР, 127, 531 (1959).
26. В. И. Мостовой, Т. А. Мостовая, М. Совинский, Ю. С. Салтыков, Атомная энергия, т. 7, вып. 4, 372 (1959).
27. P. Fong, Phys. Rev. 102, 434 (1956).
28. В. Ф. Апалин, Ю. П. Добрынин, В. П. Захарова, И. Е. Кутиков, Л. А. Микаэлин, Атомная энергия, т. 7, вып. 4, 375 (1959).
29. R. D. Present, Phys. Rev. 59, 446 (1941).
30. R. D. Present, J. K. Knipp, Phys. Rev. 57, 759 (1940).
31. L. Rosen, A. M. Hudson, Phys. Rev. 78, 533 (1950).

