



О возможности изучения деления при определенной энергии возбуждения составного ядра

В. М. Панкратов, В. М. Струтинский

Предлагается метод «вычитания» для изучения деления (распределения осколков по массам, распределения кинетической энергии) при определенной энергии возбуждения составного ядра. В качестве примера анализируются экспериментальные данные, полученные по методу времени пролета для деления U^{235} и Th^{232} α -частицами. Показано, что при энергии возбуждения делящегося ядра ~ 25 Мэв деление асимметрично, а провал кинетической энергии для симметричного деления также сохраняется.

В настоящее время имеется значительное количество экспериментальных данных относительно деления, вызванного заряженными частицами и нейтронами с энергией порядка нескольких десятков мегаэлектронвольт. Исследование деления в этой области энергий представляет большой интерес с точки зрения выяснения механизма деления, так как существенно расширяется диапазон изучаемых ядер и, кроме того, появляется возможность исследования влияния на процесс деления энергии возбуждения ядра. Интерпретация экспериментальных данных для этой области энергий затруднена тем, что обычно присутствует вклад деления с вылетом одного или нескольких нейтронов (эмиссионное деление), и то, что наблюдается на опыте, является в большинстве случаев результатом некоторого весьма неопределенного усреднения по различным делющимся ядрам и широкому интервалу энергий возбуждения. Исключения составляют, по-видимому, только такие случаи, когда составное ядро характеризуется либо очень высокой, либо очень малой делимостью. В последнем случае вклад эмиссионного деления мал из-за резкого убывания делимости с уменьшением энергии возбуждения при большой разности энергии порога деления и энергии связи нейтрона.

Трудность, возникающую в связи с присутствием эмиссионного деления, относительно просто обойти в тех случаях, когда

можно предположить, что наблюдаемое распределение не зависит от механизма образования составного ядра, а определяется только нуклонным составом и энергией возбуждения составного ядра. Для этого необходимо сравнивать наблюдаемые распределения для двух исходных делящихся ядер, отличающихся на один нейтрон, с начальными энергиями возбуждения, которые отличаются на величину средней энергии, уносимой из начального ядра нейтроном:

$$\overline{\Delta U} = B_n + \bar{\epsilon}, \quad (1)$$

где B_n — энергия связи нейтрона; $\bar{\epsilon}$ — средняя кинетическая энергия нейтрона. Действительно, марциальное сечение для деления данного типа ν составного ядра с числом нейтронов N^* под действием налетающей частицы с энергией E_1 можно представить как

$$\sigma_{fN}^{(N)}(E_1) = \sigma_c^{(N)}(E_1) \{ \gamma_f^{(1)} \hat{Q}_{U_1}^{(N)}(\nu) + (1 - \gamma_f^{(1)}) P_{U_2}^{(N-1)}(\nu) \}, \quad (2)$$

где $\sigma_c^{(N)}(E_1)$ — сечение образования составного ядра; $\gamma_f^{(1)}$ — относительная вероятность деления непосредственно начального составного ядра с энергией возбуждения U_1 :

$$\gamma_f^{(1)} = \frac{\Gamma_f^{(1)}}{\Gamma_f^{(1)} + \Gamma_n^{(1)}};$$

* Вылетом заряженных частиц здесь пренебрегается и заряд ядра предполагается неизменным.

$\hat{Q}_U^{(N)}(v)$ — нормированная на единицу относительная вероятность деления данного типа v непосредственно составного ядра с числом нейтронов N и энергией возбуждения U :

$$\int dv \hat{Q}_U^{(N)}(v) = 1. \quad (3)$$

В выражении (2) $P_U^{(N)}(v)$ есть вероятность деления типа v ядра (Z, N, U) , просуммированная по всем каскадам эмиссионного деления. Предполагается, что эта вероятность нормирована на одно составное ядро. Очевидно, что отношение сечений, входящих в левую и правую части формулы (2), есть аналогичная вероятность для деления начального составного ядра, а $P_{U_2}^{(N-1)}(v)$ также можно выразить через аналогичное отношение сечения деления к сечению образования составного ядра $(Z, N-1, U_2)$. Для дальнейшего удобно ввести полное сечение деления

$$\sigma_f^{(N)} = \int d\nu \sigma_{f\nu}^{(N)},$$

а вероятность $P_U^{(N)}(v)$ нормировать на единицу:

$$P_U^{(N)}(v) = \frac{\sigma_f^{(N)}}{\sigma_c^{(N)}} \hat{P}_U^{(N)}(v), \quad (4)$$

причем $\int \hat{P}_U^{(N)}(v) dv = 1$.

Существенно, что в рамках модели составного ядра в формуле (4) в качестве величин $\sigma_f^{(N)}$ и $\sigma_c^{(N)}$ можно взять сечение деления и сечение образования составного ядра для любого процесса, приводящего к образованию составного ядра Z, N, U *.

В формуле (2)

$$U_2 = U_1 - \Delta U \simeq U_1 - B_n - \bar{\epsilon} = U_1 - B_n - 2T, \quad (5)$$

где T — температура ядра. При этом предполагается, что разброс энергии нейтронов несуществен, что обычно оказывается справедливым.

Из выражений (2) и (4) можно получить распределение $\hat{Q}_U^{(N)}(v)$, представляющее фи-

зический интерес:

$$Q_{U_1}^{(N)}(v) = \hat{P}_{U_1}(v) - (1 - \gamma_f^{(1)}) \frac{\sigma_f^{(N-1)}(U_2) \sigma_c^{(N)}(U_1)}{\sigma_c^{(N-1)}(U_2) \sigma_f^{(N)}(U_1)} \hat{P}_{U_2}^{(N-1)} \quad (6)$$

(несущественный нормировочный множитель опущен).

В принципе все величины, входящие в правую часть равенства (6), можно непосредственно измерить экспериментально, выбирая подходящим образом мишень, падающую частицу и ее энергию.

Для определения величины $\gamma_f^{(1)}$ существуют различные методы [1]. В некоторых случаях для определения $\gamma_f^{(1)}$ можно воспользоваться формулой (2), из которой следует, что

$$\frac{\sigma_f^{(N)}(U_1)}{\sigma_c^{(N)}(U_1)} = \gamma_f^{(1)} + (1 - \gamma_f^{(1)}) \frac{\sigma_f^{(N-1)}(U_2)}{\sigma_c^{(N-1)}(U_2)} \quad (7)$$

(в этой формуле вместо энергии частицы указана энергия возбуждения соответствующего составного ядра). Для определения $\gamma_f^{(1)}$ удобнее всего использовать сечения деления, вызванного нейтронами, которые измерены достаточно точно для большого числа мишеней и в широком интервале энергий [2, 3]. Сечения σ_c слабо зависят от энергии, и можно считать, что они равны геометрическому сечению ядра. Формула (7) позволяет достаточно точно найти величину $\gamma_f^{(1)}$, если только она не слишком мала или близка к единице, а σ_f заметно отличается от σ_c .

Случаи очень высокой или низкой делимости вообще не представляют затруднений, так как по указанным причинам здесь можно считать, что делится в основном начальное ядро. Если же из-за высокой энергии возбуждения ядра $\sigma_f = \sigma_c$ (что, конечно, может иметь место даже и для ядер со средней вероятностью деления), то все сечения выпадают из формул, а для определения $\gamma_f^{(1)}$ нужно воспользоваться другим методом, например использовать вероятности глубокого расщепления.

Кроме массового распределения, представляет интерес также величина средней суммарной кинетической энергии осколков в зависимости от отношения масс осколков для деления непосредственно данного составного ядра при данной энергии возбуждения. Это распределение можно найти аналогичным образом.

* Предполагается, что величина углового момента не является существенной. Аналогичный анализ возможен и в более общем случае, но здесь он значительно сложнее.

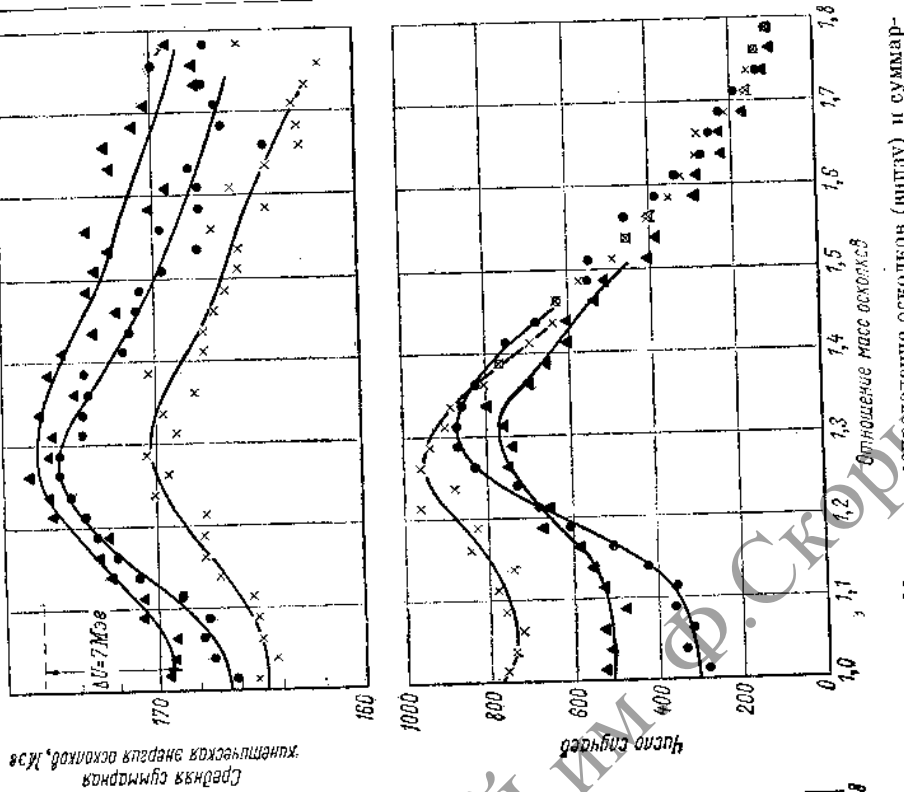


Рис. 2. Массовое распределение осколков (внизу) и суммарная кинетическая энергия осколков в зависимости от отношения масс (вверху) при делении U_{232} α -частицами с энергиями: ● — 21,8 Мэв; ▲ — 25,5 Мэв; × — 29,2 Мэв.

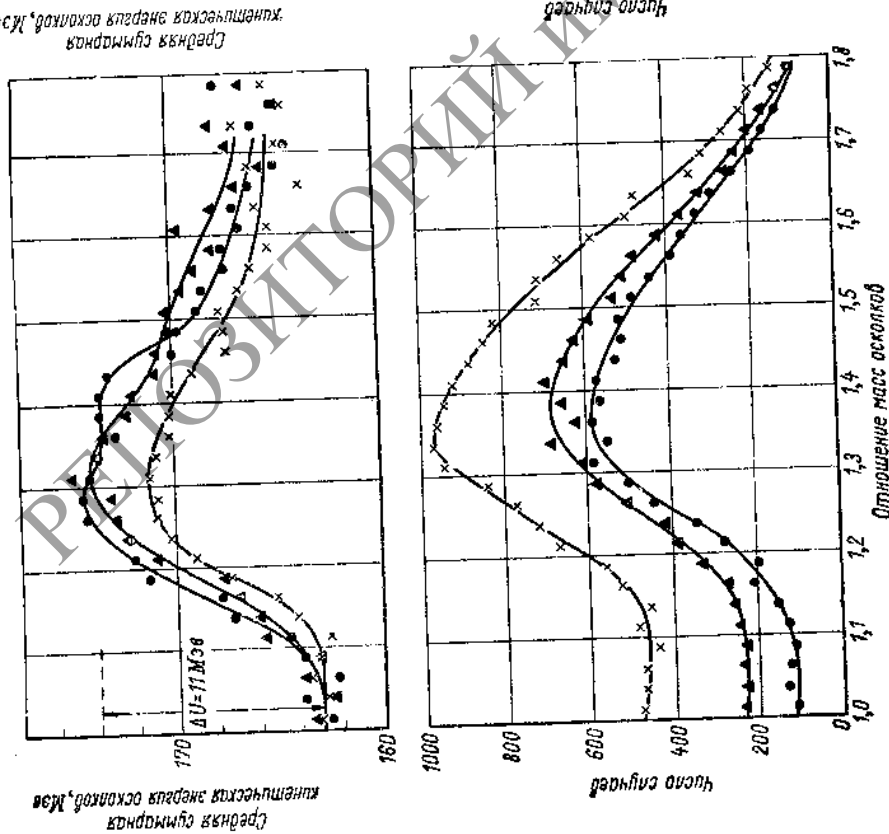


Рис. 1. Массовое распределение осколков (внизу) и суммарная кинетическая энергия осколков в зависимости от отношения масс (вверху) при делении U_{232} α -частицами с энергиями: ● — 21,8 Мэв; ▲ — 25,5 Мэв; × — 29,2 Мэв.

Введем величину $q(\mu)$ (где μ — отношение масс осколков), равную относительной вероятности деления непосредственно из начального составного ядра. Очевидно, что $q(\mu)$ отличается от соответствующего распределения $Q_{U_1}^{(N)}(\nu)$ лишь нормировкой.

Из выражения (2) определим

$$q(\mu) = \frac{\sigma_f^{(N-1)}(U_2) \sigma_c^{(N)}(U_1) \hat{P}_{U_2}^{(N-1)}(\mu)}{\sigma_c^{(N-1)}(U_2) \sigma_f^{(N)}(U_1) \hat{P}_{U_1}^{(N)}(\mu)} \quad (8)$$

С помощью формулы (8) найдем, что средняя суммарная кинетическая энергия осколков при данном отношении масс для деления непосредственно из начального составного ядра (Z, N, U) равна

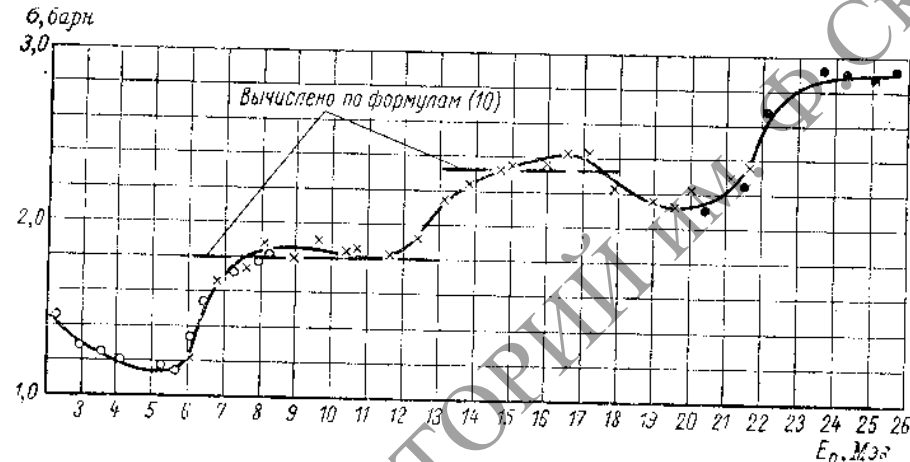


Рис. 3. Сравнение экспериментальной величины сечения деления U^{235} нейтронами реакций: \circ — $T(p, n) He^3$; \times — $D(d, n) He^3$; \bullet — $T(d, n) He^4$ с вычисленной по формулам (10) величиной на основании данных о вероятностях деления при энергиях возбуждения 8—10 Мэв.

Экспериментальные данные по работе [1]. Вероятности деления по данным работы [11].

ков при данном отношении масс для деления непосредственно из начального составного ядра (Z, N, U) равна

$$E_{кин}^{(N)} U_1(\mu) = \frac{\{E_{кин}^{(N)} U_1(\mu) - [1 - q(\mu)] E_{кин}^{(N-1)} U_2(\mu)\}}{q(\mu)} \quad (9)$$

Здесь $E_{кин}^{(N)} U_1(\mu)$ — суммарная кинетическая энергия осколков при данном отношении масс μ , усредненная по всем видам эмиссионного деления, т. е. экспериментально наблюдаемая величина; $E_{кин}^{(N-1)} U_2$ — аналогичная величина для цепочки эмиссионного деления, причем начальное ядро есть ($Z, N-1, U_2$).

Наиболее полные и точные данные о распределении осколков деления и величине $E_{кин}$ в зависимости от μ получены в работе [4] по методу времени пролета (рис. 1 и 2).

Используя эти данные, можно определить распределение $Q_{U_1}^{(N)}(\mu)$ и $E_{U_1}^{(N)}(\mu)$, если сравнить соответствующие распределения для энергий α -частиц, отличающихся приблизительно на величину ΔU . Разницей в одной нейтрон здесь можно пренебречь. Строго говоря, для определения распределения при меньшей энергии нужно было бы в качестве мишени взять изотоп с числом нейтронов, на единицу меньшим, и соответственно выбрать энергию α -частиц.

Рассмотрим сначала случай деления тория. Здесь можно использовать значение $\gamma_f^{(U)}$, определенное из сечения деления U^{235} нейтронами с энергией 3 Мэв, так как вероятность деления составного ядра U^{236} , по види-

мому, мало изменяется с энергией. Это утверждение следует из сравнения экспериментальной величины сечения деления U^{235} нейтронами с вычисленной величиной на основании известных данных о делимостях. На рис. 3 приведены результаты подобного сравнения. Здесь сечение деления на каждом плато вычислялось по формулам

$$\left. \begin{aligned} \sigma_f^2 &= \sigma_c^2 [\gamma_f^{236} + (1 - \gamma_f^{236}) \gamma_f^{235}] ; \\ \sigma_f^3 &= \sigma_c^2 [\gamma_f^{236} + (1 - \gamma_f^{236}) \gamma_f^{235} + \\ &+ (1 - \gamma_f^{236}) (1 - \gamma_f^{235}) \gamma_f^{234}] \text{ и т. д.} \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

где $\sigma_c^2, \sigma_c^3, \sigma_c^4, \dots$ и т. д. — сечения деления и образования составного ядра соответственно на 2, 3 и т. д. плато, а γ_f — относительные вероятности деления для последовательности изотопов в эмиссионном делении.

нейтр
2,2
делен
сопос

Отношение $\frac{\sigma_f^{(N-1)}(U_2)}{\sigma_f^{(N)}(U_1)}$ также легче всего

оценить на основе данных о сечениях деления нейтронами с энергиями соответственно 11 и 18 Мэв. Сечение деления U^{235}

U^{233} и U^{235} в этой области, а также данные о делюностях показывают, что сечение деления U^{234} близко к 2 барн, а $\frac{\sigma_f^{234}(11 \text{ Мэв})}{\sigma_f^{235}(18 \text{ Мэв})}$ равно 0,8—0,9.

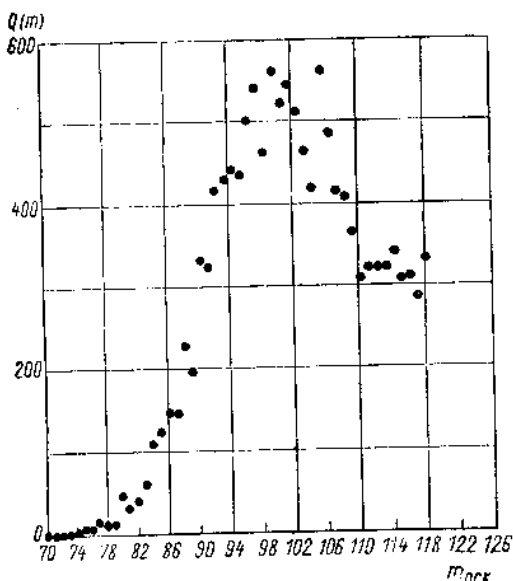


Рис. 4. Распределение масс осколков деления ядра U^{236} непосредственно из состояния с энергией возбуждения 24,6 Мэв.

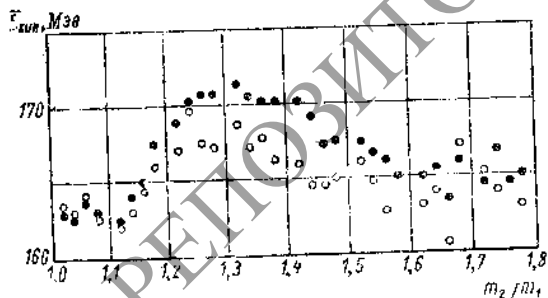


Рис. 5. Средняя суммарная кинетическая энергия осколков при делении ядра U^{236} непосредственно из состояния с энергией возбуждения 24,6 Мэв (●).

Вычислено для $\gamma_f^{(1)} = 0,4$ и $\frac{\sigma_f^{234}}{\sigma_f^{235}} = 0,8$ (○).

нейтронами с энергией 18, Мэв равно 2,2 барн. Аналогичных данных о сечении деления U^{234} при энергии 11 Мэв нет. Однако сопоставление данных о сечениях деления

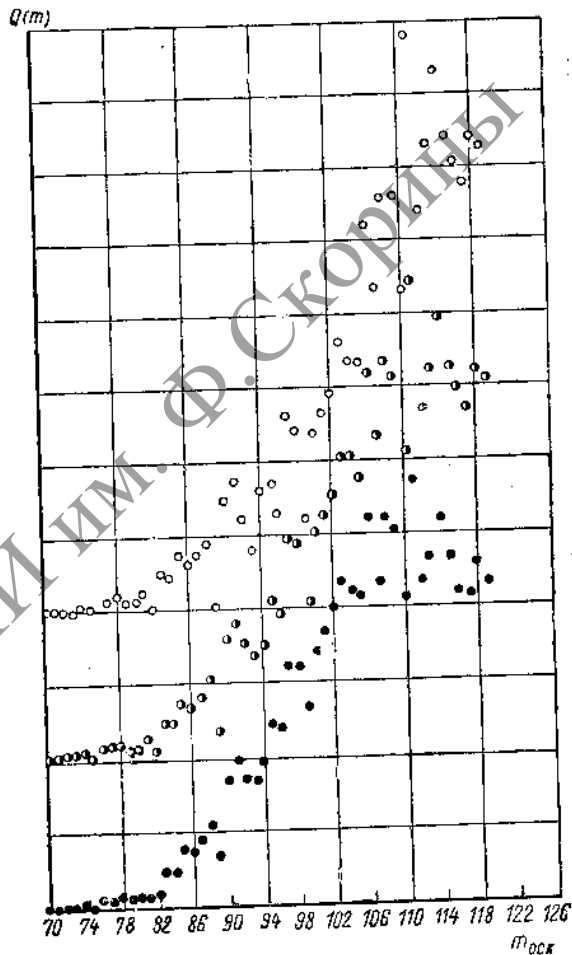


Рис. 6. Распределения масс осколков деления ядра Pu^{237} непосредственно из состояния с энергией возбуждения 23,5 Мэв при различных значениях параметра $\gamma_f^{(1)}$.

Значения $\gamma_f^{(1)}$: ● — 0,65; ○ — 0,55; ○ — 0,45. Распределения нормированы на единицу. Точки, соответствующие двум последним значениям параметра, для удобства сдвинуты по ординате соответственно на два и четыре деления.

На рис. 4 изображено полученное распределение масс осколков деления ядра U^{236} непосредственно из состояния с энергией возбуждения 24,6 Мэв, а на рис. 5 — соот-

ветствующая функция $E_{кин}(u)$. Оба распределения качественно подобны распределениям, наблюдающимся при делении с малой энергией, хотя глубина провалов в обоих случаях значительно меньше. Для ядра U^{236}

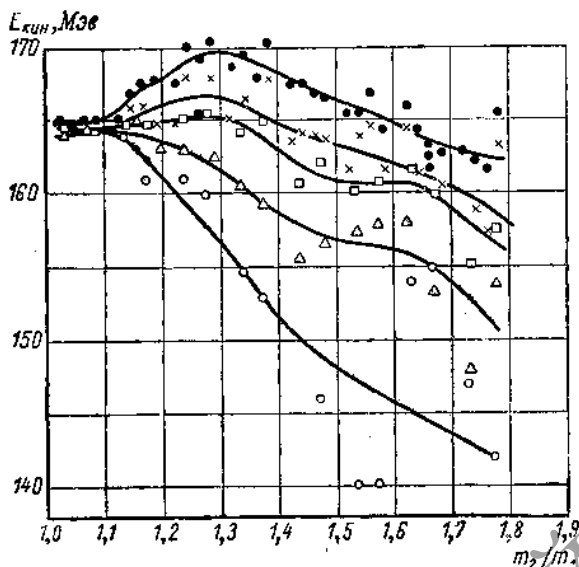


Рис. 7. Средняя суммарная кинетическая энергия осколков при делении ядра Pu^{239} непосредственно из состояния с энергией возбуждения $23,5 \text{ Мэв}$ при различных значениях параметра $\gamma_f^{(1)}$.

Вычислено для значений $\gamma_f^{(1)}$: \times — 0,65; \square — 0,55; Δ — 0,45; \circ — 0,35; \bullet — исходные экспериментальные данные для $E_d = 29,2 \text{ Мэв}$.

«провал» при симметричном делении в распределении масс соответствует примерно 600 [5], а провал в кинетической энергии равен приблизительно 40 Мэв [6]. Заметим, что, несмотря на применение вычитания двух

распределений, они получаются достаточно четкими и возможная неопределенность использованных экспериментальных данных не может привести к их существенному изменению.

В случае реакции $U^{233}(\alpha, f)$ получающееся составное ядро Pu^{237} характеризуется высокой делимостью и соответствующее отношение сечения деления к полному сечению близко к единице как при более высокой, так и при более низкой энергиях возбуждения. Величина $\gamma_f^{(1)}$ здесь не известна достаточно точно. На рис. 6 и 7 изображено распределение масс и функции $E_{кин}(u)$ для деления составного ядра Pu^{237} непосредственно из состояния с энергией возбуждения $23,5 \text{ Мэв}$ при различных значениях параметра $\gamma_f^{(1)}$. Значение $\gamma_f^{(1)} = 0,65$ представляется наиболее правдоподобным. Распределение, соответствующее этому значению параметра, качественно подобно распределениям, приведенным на рис. 4 и 5. В частности, в массовом распределении намечается провал в области симметричного деления.

Тот факт, что даже при энергии возбуждения делящегося ядра $\sim 25 \text{ Мэв}$ сохраняются качественные черты, свойственные делению при малой энергии, трудно совместить с предположениями о влиянии квадропольной структуры делящегося ядра (или осколков) на основные свойства деления. Можно надеяться, что дальнейшие более точные и полные эксперименты позволят выяснить этот важный для теории деления вопрос. Точность обработки результатов по описанному методу можно, по-видимому, значительно увеличить в особенности при условии постановки комплексных экспериментов.

Поступила в Редакцию 4/V 1962 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. Ванденбош. Тр. Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958). Избр. докл. иностранных ученых. Т. 2. М., Атомиздат, 1959, стр. 336.
2. Д. Юз, Р. Шварц. Атлас нейтронных сечений. М., Атомиздат, 1959.
3. В. М. Панкратов. Здесь же, стр. 177.
4. S. Whetstone Jr., R. Leachman. Bull. Amer. Phys. Soc., II, 6, 376 (1961).
5. А. Хеммендингер. Тр. Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. (Женева, 1958). Избр. докл. иностранных ученых. Т. 2. М., Атомиздат, 1959, стр. 89.
6. J. Millon, J. Fraser. Phys. Rev. Lett., 7, 67 (1961).