

ТРОЙНОЕ ДЕЛЕНИЕ В РЕАКЦИЯХ МЕЖДУ СЛОЖНЫМИ ЯДРАМИ

Ternary Fission in Compound Nucleus Reactions

Б. Н. Калинин, В. П. Пермяков

Объединенный институт ядерных исследований, Лаборатория теоретической физики, Дубна*

(Поступила в редакцию 7 января 1972 г.)

Предложена интерпретация процесса тройного деления, основанная на развитом авторами механизме неупругого удара, позволившем объяснить основные черты двойного деления.

Модель дает возможность объяснить как величину сечения, так и его зависимость от энергии, предпочтительность деления на осколки сравнимой массы, качественно объяснить анизотропию в угловом распределении и указать причину весьма большой ширины в кривой распределения по суммарной кинетической энергии.

Interpretation of the ternary fission is suggested in this paper. The proposed model makes it possible to explain the cross-section value, its dependence on energy and preferableness of fission into the fragments of comparable mass.

1. Введение

Исследованию механизма деления ядра на два или более фрагментов посвящено большое число экспериментальных и теоретических работ. Тем не менее, это явление изучено только в общих чертах. Трудность построения последовательной теории ядерного деления связана с тем, что в процесс дают вклад огромное число степеней свободы ядра.

Отсутствие единой микроскопической теории ядерного деления, естественно, стимулирует построение различных моделей и постановку многочисленных экспериментов по изучению этого сложного процесса.

Из недавних исследований, посвященных этому вопросу, следует отметить работы [1—3], в которых был зарегистрирован распад-деление ядра на три фраг-

* Адрес: Joint Institute for Nuclear Research, Head Post Office, P.O. Box 79, Moscow, USSR.

мента, причем, наблюдаемый выход осколков тройного деления намного выше, чем этого можно было бы ожидать на основе капельной модели (например, работы [4—5]).

В [6] был рассмотрен возможный механизм распада-деления ядра на три фрагмента под действием энергичных тяжёлых ионов. Авторами работы [6] была рассмотрена следующая картина процесса. В реакции с тяжёлыми ионами на тяжёлых ядрах-мишенях образуются сильновозбужденные компаунд-ядра с большими Z и A . В результате обычного двойного деления компаунд-ядра с некоторой вероятностью образуется осколок с достаточно большим значением Z^2/A при этом, если его энергия возбуждения больше барьера деления, то он может, в принципе, ещё раз разделиться на два фрагмента. Таким образом, деление ядра на три осколка рассматривается как „каскад“ обычных двойных делений при сравнительно высоких энергиях возбуждения. Вероятность такого процесса имеет вид [6]:

$$P_{3F} = \sum_{A=A_{\min}}^{A_{\max}} P_{E^*}(A) W_F^{E^*}(A) \quad (1)$$

где $P_{E^*}(A)$ — относительный выход тяжёлого осколка с массой A при данной энергии возбуждения составного ядра, $W_F^{E^*}(A)$ — вероятность деления тяжёлого осколка с массой A и энергией возбуждения E^* .

В рамках работы [6] получено удовлетворительное описание роста сечения тройного деления в зависимости от Z^2/A и энергии возбуждения составного ядра.

Сделаем ряд замечаний к рассмотренной модели.

1. В основе „каскадной“ модели деления лежит статистическая гипотеза. Как на первом, так и на втором этапах делению предшествует установление статистического равновесия в системе. Однако, из экспериментов [7,8] известно, что для реакций типа $^{238}\text{U}(^{40}\text{Ar}, 2F)$, $^{238}\text{U}(^{20}\text{Ne}, 2F)$ кривая массового распределения резко уширяется и статистическая модель деления не в состоянии объяснить этот факт. Таким образом, для количественного описания хода сечения тройного деления в рамках „каскадной“ модели необходимо использовать экспериментальные значения функции $P_{E^*}(A)$ (либо делать дополнительные предположения о форме массового распределения); значения же функции $P_{E^*}(A)$, вычисленных на основе статистической модели, не приводят к количественному согласию с экспериментальными данными (смотри ниже).

2. В работе [9] в угловом распределении наблюдался преимущественный вылет вперёд осколков тройного деления. Несомненно, объяснение этого факта в рамках статистической модели встретит серьёзные трудности.

3. Экспериментально наблюдаемый спектр суммарной кинетической энергии осколков тройного деления почти вдвое шире, чем это предсказывается статистической моделью [10].

4. И, наконец, последнее замечание. В рассмотренной схеме [6] деления ядра на три фрагмента нет места для прямых процессов.

2. Механизм деления ядра на три осколка в реакциях с тяжёлыми ионами

В работах [11,12] нами сформулирован простой метод выделения прямого канала деления в реакциях с тяжёлыми ионами. Напомним коротко его содержание. В момент удара тяжёлый ион поглощается непосредственно в зоне взаимодействия. Суммарная масса, вовлеченная в движение, равна $\mu_{эфф} + A_1$, где A_1 — масса налетающего иона, $\mu_{эфф}$ — эффективная масса, рассматриваемая нами как параметр модели. Кинетическая энергия, переданная массе $\mu_{эфф} + A_1$, приближённо равна:

$$T = \frac{A_1}{\mu_{эфф} + A_1} E_I \cos^2 \theta \quad (2)$$

где θ — угол между осью симметрии ядра-мишени и направлением удара, E_I — кинетическая энергия налетающего иона в момент удара: $E_I = E - V_B$ (V_B — кулоновский барьер). Переданный в направлении оси симметрии ядра-мишени импульс порождает движение, которое имеет „организованный“ характер. Простейшее предположение о том, что это движение переходит в коллективное β -вибрационное движение системы даёт возможность оценить сечение прямого канала деления. Как показано в [11,12], сечение прямого деления вследствие механизма неупругого удара имеет вид:

$$\begin{aligned} \sigma_f^{\text{прям}}(E) = \frac{\pi a \cdot b}{2} \left[\left(\frac{\arcsin \varepsilon}{\varepsilon} + \sqrt{1 - \varepsilon^2} \right) - \left(\frac{\arcsin(\varepsilon \cos \theta_K)}{\varepsilon} + \right. \right. \\ \left. \left. + \cos \theta_K \sqrt{1 - \varepsilon^2 \cos^2 \theta_K} \right) \right] \kappa(E) \\ \theta_K = \arccos \left[\left(\frac{A_1 E_I}{\mu_{эфф} + A_1} \right)^{-\frac{1}{2}} U_f^{\frac{1}{2}} \right] \end{aligned} \quad (3)$$

(смысл и обозначения те же, что и в [11,12]). Применим развитые в работах [11,12] соображения к интерпретации экспериментальных данных по сечениям деления ядра на три осколка.

Механизм этого процесса представляется следующим образом: на первом этапе реакции в прямом канале образуются два фрагмента. При этом, часть кинетической энергии налетающего иона реализуется в виде энергии „коллективного“ движения массы $\mu_{эфф} + A_1$ (формула 2); оставшаяся часть уходит на внутреннее возбуждение одного из осколков деления. Последнее утверждение связано с тем, что прямой процесс протекает за ядерные времена, в то время как на установление статистического равновесия требуются значительно большие времена. На следующем этапе реакции сильно возбуждённый осколок статистическим способом делится. Тогда, для отношения сечений σ_{3f}/σ_{2f} нетрудно получить следующую формулу:

$$\frac{\sigma_{3f}}{\sigma_{2f}} (\%) = \frac{100}{\sqrt{\pi \langle \Delta^2 \rangle_{\text{прям}}}} \frac{\sigma_{2f}^{\text{прям}}}{\sigma_{2f}^{\text{полн}}} \int \frac{\sigma_{2f}(e^*, A_f)}{\sigma_{\text{неупр}}} \exp \left[- \frac{(A_f - A_c/2)^2}{\langle \Delta^2 \rangle_{\text{прям}}} \right] dA_f \quad (4)$$

где $\sigma_{2f}^{\text{прям}}$ — сечение прямого канала двойного деления, $\sigma_{2f}(E^*, A_f)/\sigma^{\text{неупр}}$ — делимость, $\langle A^2 \rangle_{\text{прям}}$ — полуширина массового распределения осколков двойного деления в прямом канале. В формуле (4) кривая массового распределения аппроксимируемая, как это принято в большинстве работ, функцией Гаусса. Функциональная зависимость делимости от энергии возбуждения, массового числа и её численные значения извлекаются из экспериментальных данных [13].

Нами проведены расчёты отношения сечений σ_{3f}/σ_{2f} для реакции $^{238}\text{U}(^{40}\text{Ar}, 3F)$ в интервале значений энергии налетающего иона ($300 \leq E_{\text{Ar}} \leq 380$). Энергия возбуж-

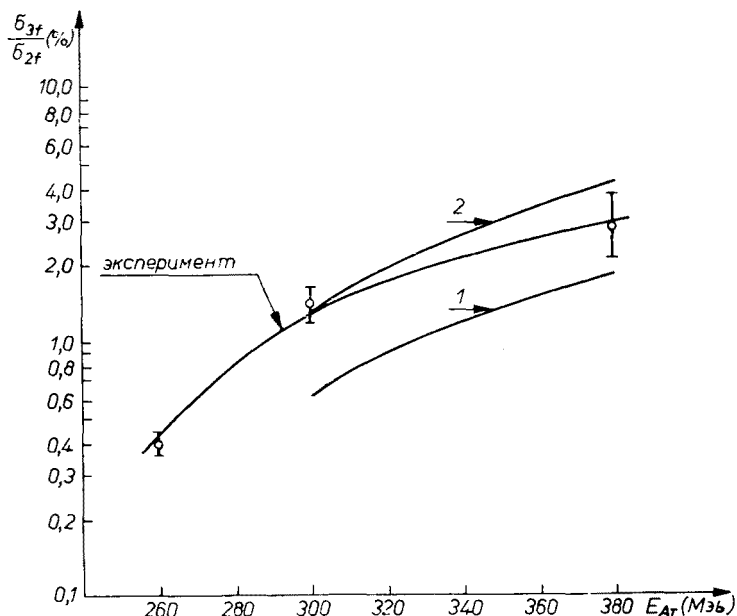


Рис. 1. Отношение сечений σ_{3f}/σ_{2f} (в процентах) в зависимости от энергии налетающего иона. Кривая 1 — расчетные значения сечений σ_{3f}/σ_{2f} (%) с учетом влияния среднего углового момента на величины делимости. Кривая 2 — расчетные значения сечений σ_{3f}/σ_{2f} (%) без учета влияния среднего углового момента на величины делимости

дения осколка, испытывающего в дальнейшем деление, определялась из соотношения:

$$E^* \approx \left(\frac{\mu_{\text{эфф}} + A_1 \overline{\sin^2 \theta}}{\mu_{\text{эфф}} + A_1} \right) E_I. \quad (5)$$

Для данной энергии возбуждения из [13] находилась функциональная зависимость отношения $\sigma_{2f}(E^*, A_f)/\sigma^{\text{неупр}}$ от A_f . Результаты расчета приведены на рис. 2. Из рисунка видно, что относительная вероятность образования осколков максимальна в интервале массовых чисел $185 \leq A_f \leq 195$ (что составляет приблизительно 2/3 ст полного массового числа гипотетического компаунд-ядра). На следующем этапе реакции, как это известно для деления высоковозбужденного состояния ядра, наиболее вероятно симметричное деление. Таким образом, деление ядра на три осколка

сравнимой массы (что наблюдается экспериментально) есть простое следствие раз-
витого здесь механизма.

Таким образом, все величины в соотношении (4) определены. Результаты рас-
чета приведены на рис. 1. По поводу сравнения рассчитанных значений σ_{3f}/σ_{2f}
с экспериментальными данными сделаем одно замечание. На абсолютные величины
делимости оказывает сильное влияние величина среднего углового момента, реали-

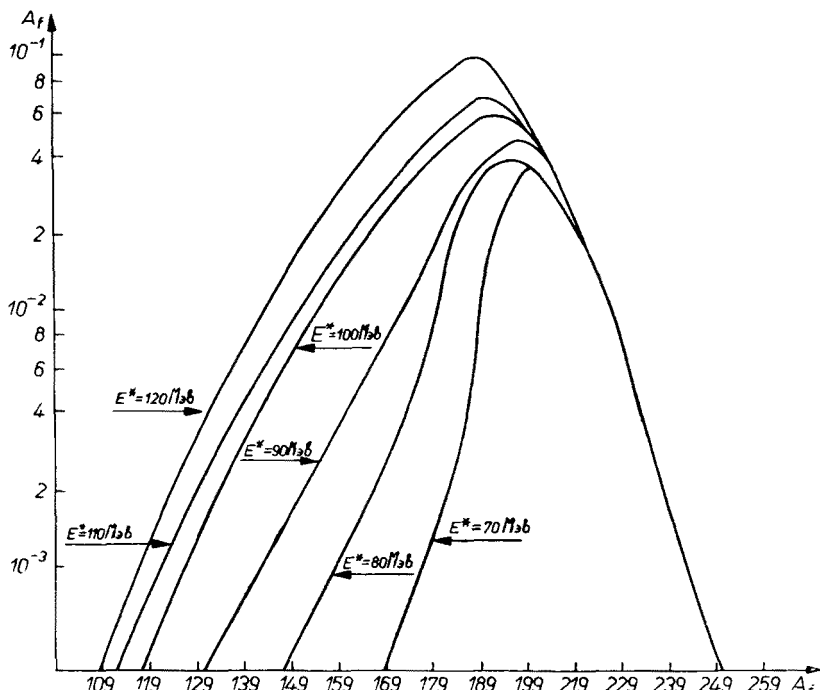


Рис. 2. Относительный выход массы A_f . На графике представлены кривые соответствующие
различным энергиям возбуждения тяжелого осколка, образованного на первом этапе реакции

звукемого в реакции. Вследствие этого сечения могут меняться в два-три раза. К со-
жалению, большие экспериментальные ошибки величины $\sigma_{2f}(E^*, A_f)/\sigma_{\text{неупр}}$ не поз-
воляют провести более точное сравнение с экспериментальными значениями σ_{3f}/σ_{2f} .
Приведенные данные по σ_{3f}/σ_{2f} (с учетом сделанного замечания) находятся в хо-
рошем количественном согласии с экспериментальными данными.

Предположим теперь, что тройное деление обусловлено только статистическим
механизмом. Для отношения сечений σ_{3f}/σ_{2f} (%) за счет статистической
части имеем:

$$\frac{\sigma_{3f}}{\sigma_{2f}} (\%) = \frac{100}{\sqrt{\pi \langle A^2 \rangle_{\text{стат}}}} \frac{\sigma_{2f}^{\text{компл}}}{\sigma_{2f}^{\text{полн}}} \int \frac{\sigma_{2f}(E^*, A_f)}{\sigma_{\text{неупр}}} \exp \left[- \frac{(A_f - A_c/2)^2}{\langle A^2 \rangle_{\text{стат}}} \right] dA_f. \quad (6)$$

Тогда, для реакции $^{238}\text{U}(^{40}\text{Ar}, 3F)$ при $E_{\text{Ar}} = 300$ мэВ, $E^* \approx 100-110$ мэВ, σ_{3f}/σ_{2f}
(%) $\approx 0,04$, что в 45 раз отличается от экспериментального значения (1.8).

3. Результаты

1. Сравнение экспериментальных данных по сечениям тройного деления с расчётными указывает на хорошее качественное и количественное согласие.

2. Преобладание выхода осколков в переднюю полусферу в угловом распределении при тройном делении непосредственно связано с влиянием прямого канала на первом этапе реакции.

3. Как отмечалось во введении, экспериментально наблюдаемый спектр суммарной кинетической энергии осколков значительно шире, чем это предсказывается статистической моделью [10]. Однако, описанная нами модель предполагает, что значительная часть кинетической энергии налетающего иона реализуется в прямом канале в виде кинетической энергии осколков. Поскольку прямой канал деления и распад ядра по статистической теории кинематически независимы, то полная дисперсия суммарной кинетической энергии осколков тройного деления равна сумме дисперсий в прямом и статистическом каналах. В итоге, суммарный спектр уширяется на величину $\bar{T} \approx \frac{A_1}{\mu^{\text{эфф}} + A_1} \overline{E_I \cos^2 \theta} - V_f$, что приводит к согласию с экспериментом.

4. Используя сформулированную модель легко представить себе, что с ростом массового числа налетающего иона станет вполне возможным механизм четверного деления. Следует ожидать, что вероятность деления ядра на четыре осколка будет существенно зависеть от энергии и массы взаимодействующих ядер. Особенно эффективным он должен быть в реакциях, сопровождающих столкновение делящихся ядер.

Развитая в работах [11,12] и данной модель описывает большую совокупность экспериментальных фактов: массовое и зарядовое распределения осколков двойного деления, угловое распределение осколков тройного деления, распределение по средней суммарной кинетической энергии осколков. Поэтому можно считать, что предложенная картина процесса деления правильно отражает его основные особенности. Полученные результаты указывают на важную роль прямых процессов в реакциях с тяжёлыми ионами.

Дальнейшее развитие рассмотренного подхода, несомненно, представляет большой интерес.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] R. L. Fleischer, P. B. Price, R. M. Walker, *Phys. Rev.*, **143**, 943 (1965).
- [2] С. А. Карамян, И. В. Кузнецов, Ю. Ц. Оганесян, Ю. Э. Пенионжкевич, *Препринт ОИЯИ*, Р7-3063, Дубна 1966.
- [3] V. P. Perehygin, N. H. Shadeva, S. P. Tretyakova, A. H. Boos, R. Brandt, *Nuclear Phys.*, **A127**, 577 (1969).
- [4] W. I. Swiatecki, *Second U. N. Geneva Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy*, Pergamon Press, Ltd., London 1960, Paper P.651.
- [5] В. М. Струтинский, Н. Я. Лященко, Н. А. Попов, *ЖЭТФ*, **43**, 584 (1962).
- [6] Ю. А. Музычка, Ю. Ц. Оганесян, Б. И. Пустыльник, Г. П. Флёров, *Ядерная физика*, **6**, 306 (1967).

- [7] С. А. Карамян, Ю. Ц. Оганесян, Ю. Э. Пенионжкевич, Б. И. Пустыльник, *Препринт ОИЯИ*, Р7-4024, Дубна 1968.
- [8] С. А. Карамян, Ф. Нормуратов, Ю. Ц. Оганесян, Ю. Э. Пенионжкевич, Б. И. Пустыльник, Г. Н. Флеров, *Препринт ОИЯИ*, Р7-3732, Дубна 1968.
- [9] P. V. Price, R. L. Fleischer, R. M. Walker, E. L. Hubbard, in *Proc. Third Conf. on Reactions between Complex Nuclei*, Asimolar 1963, University of California Press, Berkeley 1963, p. 332.
- [10] Б. И. Пустыльник, *Автореферат кандидатской диссертации*, 7-5308, Дубна 1970.
- [11] Б. Н. Калинин, В. П. Пермяков, *Препринт ОИЯИ*, Р, Дубна 1971.
- [12] Б. Н. Калинин, В. П. Пермяков, *Препринт ОИЯИ*, Р, Дубна 1971.
- [13] T. Sikkeland, *Lawrence Radiation Laboratory Report*, UCRL-11242 (1964).