

6150

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАЛ

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.



P4 - 6150

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Б.Н.Калинкин, В.П.Пермяков

О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗУЧЕНИЯ  
ВЕЛИЧИНЫ БАРЬЕРА ДЕЛЕНИЯ В РЕАКЦИЯХ  
ПРЯМОГО ТИПА МЕЖДУ СЛОЖНЫМИ ЯДРАМИ

1971

P4 - 6150

Б.Н. Калинин, В.П. Пермяков

О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗУЧЕНИЯ  
ВЕЛИЧИНЫ БАРЬЕРА ДЕЛЕНИЯ В РЕАКЦИЯХ  
ПРЯМОГО ТИПА МЕЖДУ СЛОЖНЫМИ ЯДРАМИ

*Направлено в Acta Physica Polonica*

**Научно-техническая  
библиотека  
ОИЯИ**

## 1. Введение

Одной из важнейших характеристик атомного ядра является его барьер деления. Величина барьера определяет устойчивость ядра по отношению к развалу на крупные фрагменты, время жизни ядра по отношению к каналу развала при высоких энергиях возбуждения.

С точки зрения спектроскопии знание величины барьера деления дает возможность установить ширину энергетического интервала, в котором могут реализоваться коллективные вибрационные состояния.

Большое значение имеет вопрос о величинах барьеров деления сверхтяжелых ядер, которые, как предполагается, могут существовать в области заряда  $Z = 114$  и массового числа  $A = 298$ . Величину барьера этих ядер пока можно лишь предсказывать, основываясь на экстраполяции данных, полученных для известных ядер.

Из наиболее известных теоретических работ, посвященных этому вопросу, следует отметить исследования Святецкого-Майерса<sup>/1,2/</sup> и Струтинского<sup>/3-5/</sup>. Расчёты этих авторов (в особенности, автора<sup>/3-5/</sup>) неплохо воспроизводят экспериментальные данные по барьерам деления ядер урановой группы.

Однако чтобы проводить более уверенно экстраполяцию данных о барьерах деления в область гипотетических сверхтяжелых ядер, необходимо убедиться, что модель дает правильные результаты в широком диапазоне массовых чисел существующих ядер. Было бы интересно проанализировать величины барьеров в области ядер с  $A < 208 - 209$  (так называемые "неделящиеся" ядра), прямой анализ для которых не проводился.

В связи с этим возникает вопрос, из каких экспериментов можно было бы получить информацию и притом наиболее простым путем о барьере деления ядер в указанном интервале массовых чисел.

Здесь мы рассмотрим одну из таких возможностей.

## 2. Прямое деление в реакциях между сложными ядрами и барьер деления

В предыдущей статье <sup>/6/</sup> нами была предложена модель, включающая в себя как обычно рассматриваемый канал распада компаунд-ядра, так и новый канал прямого деления. При описании прямого канала деления <sup>/6/</sup> был рассмотрен случай, когда ядро-мишень является делящимся и деформированным. Основным моментом модели является допущение, что в момент удара тяжелый ион, поглощаясь ядром-мишенью, вовлекает в движение лишь ту его область, которая локализована непосредственно в зоне взаимодействия. Эта зона характеризуется величиной "эффективной" массы, значение которой может быть установлено путем сравнения теоретических и экспериментальных данных о наиболее важных характеристиках процесса деления (конкретно <sup>/6/</sup> для этой цели использована форма массового распределения осколков, а точнее, мера ее отклонения от предсказаний статистической теории). Условием реализации прямого канала деления является превышение энергии "организованного" движения вдоль оси симметрии ядра, индуцированного таким ударом, над величиной барьера деления  $V_f$ .

Анализ эксперимента <sup>/7/</sup> с позиций этой модели позволил оценить эффективную массу  $\mu_{\text{эфф}}$ . Значение эффективной массы в конкретных рассмотренных реакциях <sup>/6/</sup> оказалось приблизительно равным  $\mu_{\text{эфф}} = 30$  (более точное значение пока нельзя установить из-за ошибок в эксперименте). При этом значении  $\mu_{\text{эфф}}$  в рамках предложенной модели находят себе объяснение основные факты, наблюдаемые в эксперименте относительно полуширины массового распределения осколков, ее зависимость от энергии, а также полуширина распределения заряда при фиксированном отношении масс осколков деления. Модель позволила, таким образом, выделить из полного сечения деления каналы, соответствующие прямому механизму и механизму, предполагающему наличие стадии образования компаунд-ядра.

Для дальнейшего использования такого подхода необходимо обобщить его на случай сферических ядер-мишеней. В этом случае формулировка модели оказывается предельно простой. Действительно, следуя логике развитой в <sup>/6/</sup> модели, для полного сечения деления получаем выражение (обозначения и их смысл прежние):

$$\sigma_f^{\text{полн}}(E) = \pi (R_f^{\text{эфф}})^2 \kappa(E) \quad (1)$$

Выразим теперь сечение прямого деления через параметры, входящие в задачу. Легко видеть, что эту компоненту сечения можно представить в виде (см. рис. 1):

$$\sigma_f^{\text{прям}}(E) = \pi \rho_{\text{макс}}^2 \kappa(E) = \pi (R_f^{\text{эфф}})^2 \kappa(E) \sin^2 \theta_k, \quad (2)$$

где  $\theta_k$  - максимальное значение угла между направлением удара и радиусом-вектором, проведенным из центра ядра-мишени в точку удара, для которого выполняется условие порога реакции прямого деления:

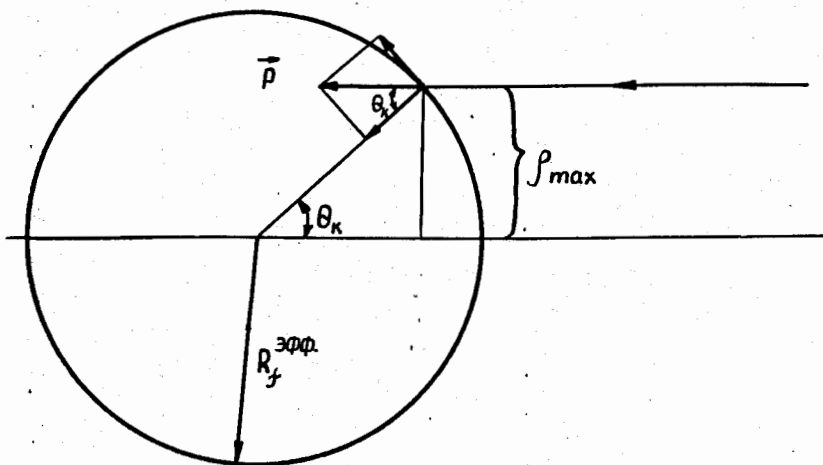


Рис. 1. Схема выделения прямого канала деления для случая, когда ядро-мишень сферическое. Для углов  $\theta \leq \theta_k$  выполняется условие реализации канала прямого деления.

$$T = \frac{A}{\mu_{\text{эфф}} + A} E_1 \cos^2 \theta_k = V_f. \quad (3)$$

Отсюда  $\cos^2 \theta_k = \frac{\mu_{\text{эфф}} + A}{A} \frac{V_f}{E_1} \leq 1$  и для сечения прямого деления  $\sigma_f^{\text{прям}}(E)$  получаем:

$$\sigma_f^{\text{прям}}(E) = \pi (R_f^{\text{эфф}})^2 \kappa(E) \left( 1 - \frac{\mu_{\text{эфф}} + A}{A} \frac{V_f}{E_1} \right). \quad (4)$$

Аналогично для сечения деления, проходящего через стадию образования компаунд-ядра, имеем выражение:

$$\sigma_f^{\text{комп}}(E) = \sigma_f^{\text{полн}}(E) - \sigma_f^{\text{прям}}(E) = \pi (R_f^{\text{эфф}})^2 \kappa(E) \frac{\mu_{\text{эфф}} + A}{A} \frac{V_f}{E_1}. \quad (5)$$

В соответствии с предположениями, сделанными в работе /6/, для отношения полуширин массового распределения продуктов деления  $\langle \Delta^2 \rangle_{\text{эксп}}$  и  $\langle \Delta^2 \rangle_{\text{стат}}$  (напомним, что  $\langle \Delta^2 \rangle_{\text{полн}}$  наблюдаемая полуширина,  $\langle \Delta^2 \rangle_{\text{стат}}$  полуширина, предсказываемая статистической моделью, основанной на рассмотрении распада составного ядра) имеем:

$$\frac{\langle \Delta^2 \rangle_{\text{полн}}}{\langle \Delta^2 \rangle_{\text{стат}}} \approx \frac{\sigma_f^{\text{полн}}(E)}{\sigma_f^{\text{комп}}(E)} = \frac{A}{\mu_{\text{эфф}} + A} \frac{E_1}{V_f}. \quad (6)$$

Используем теперь эту простую формулировку для извлечения информации о величине барьера деления массового ядра  $B_i^{209}$ . Отношение полуширин, входящее в левую часть соотношения (6), для реакции  $A_r^{40} + B_i^{209}$  при  $E_{A_r}^{\text{лаб}} \approx 310$  Мэв,  $E_1 \approx 100$  Мэв,  $\mu_{\text{эфф}} \approx 30$ ,  $A = 40$  равно приблизительно  $\approx 3^{1/7}$ . Тогда для  $V_f$  получаем:

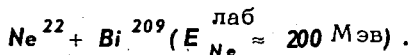
$$V_f = 18 \text{ Мэв.}$$

Как подчеркивалось ранее, значение эффективной массы нельзя установить точно из-за ошибок эксперимента. Допустимым значением  $\mu_{\text{эфф}}$  может быть и  $\mu_{\text{эфф}} = 20$ . Тогда для  $V_f$  получаем:

$$V_f \approx 20-21 \text{ Мэв.}$$

Расчёты Святецкого и Струтинского приводят к результату  $V_f \approx 21-22 \text{ Мэв}$ . Как видно, соответствие вполне удовлетворительное.

Справедливость такого метода определения величины барьера деления можно проверить и еще одним способом. Имеются данные об отношении полуширин  $\langle \Delta^2 \rangle_{\text{эксп}} / \langle \Delta^2 \rangle_{\text{стат}}$  для реакции



Будем считать барьер деления ядра  $\text{Bi}$  известным и равным  $V_f \approx 20 \text{ Мэв}$ . Используя формулу (6), вычислим отношения полуширин. При значении эффективной массы  $\mu_{\text{эфф}} \approx 30$  получаем  $\frac{\langle \Delta^2 \rangle_{\text{полн}}}{\langle \Delta^2 \rangle_{\text{стат}}} \approx 1,8$ . Наблюдаемое отношение полуширин приближенно равно  $\approx 1,5-1,6$ .

Следовательно, установив значение эффективной массы, например, из реакции  $\text{Ne}^{20}(\text{U}^{238}, 2\text{F})$ , мы получаем правильную величину барьера деления для  $\text{Bi}^{209}$  (используя реакцию  $\text{Ar}^{40}(\text{Bi}^{209}, 2\text{F})$ ). Далее, фиксируя значение  $\mu_{\text{эфф}}$  и  $V_f$ , рассчитываем отношение полуширин  $\langle \Delta^2 \rangle_{\text{полн}} / \langle \Delta^2 \rangle_{\text{стат}}$  и получаем результат, совпадающий с экспериментальными данными. По нашему мнению, такая корреляция результатов с экспериментальными данными, полученных для различных реакций, служит указанием на непротиворечивость основных положений принятой модели.

Таким образом, определение величины барьера деления на основе изучения данных по массовому распределению осколков деления в реакциях между сложными ядрами может стать эффективным методом. Очевидно, для его использования необходимо получить достаточно точную информацию о характеристиках массового распределения осколков деления.



### 3. О перспективах использования метода

Во введении уже указывалось, что изучение барьера деления различных ядер – важная и интересная задача. Здесь мы кратко обсудим возможности, которые возникают в связи с предложенной в <sup>/6/</sup> и здесь моделью.

Нам представляется чрезвычайно интересным осуществить эксперименты типа уже проведенных <sup>/7,8/</sup>. Тогда, используя описанную нами методику, можно получить непосредственно данные о величине барьера деления ядер в широком диапазоне массовых чисел.

Очевидно, для достижения цели на этом пути необходимо изучать реакции с участием достаточно тяжелых ионов (например,  $Ar^{40}$ ), обладающих достаточно большой энергией. Анализ продуктов деления позволит судить тогда о правильности теоретических представлений о величине барьеров деления самых различных ядер и проверить, в частности, имеющиеся на этот счёт теоретические предсказания.

Для иллюстрации возможностей, имеющихся в этом направлении, на рис. 2 приведены результаты расчёта для трех реакций с участием  $Ar^{40}$  на трех различных ядрах-мишенях:  $Nd$  (равновесная деформация  $\beta_0 = 0$ ),  $Er$  ( $\beta_0 \approx 0,3$ ) и  $W$  ( $\beta_0 \approx 0,2$ ). В расчётах были использованы величины барьеров деления, указанные в <sup>/2/</sup>, и значение эффективной массы  $\mu_{эфф} = 30$ . Возможные значения отношения полуширин  $\langle \Delta^2 \rangle_{полн} / \langle \Delta^2 \rangle_{стат}$  отложены на рис. 2 в зависимости от энергии налетающего иона. Поскольку величина барьера деления ядра может отличаться от рассчитанной в <sup>/2/</sup>, мы приводим данные для отношения полуширин, соответствующие сдвигам в сторону больших и в сторону меньших значений от рассчитанного в <sup>/2/</sup>. Таким образом, фиксируя энергию налетающего иона и отношение полуширины  $\frac{\langle \Delta^2 \rangle_{полн}}{\langle \Delta^2 \rangle_{стат}}$ , легко из приведенных графиков установить величину барьера деления интересующего нас ядра.

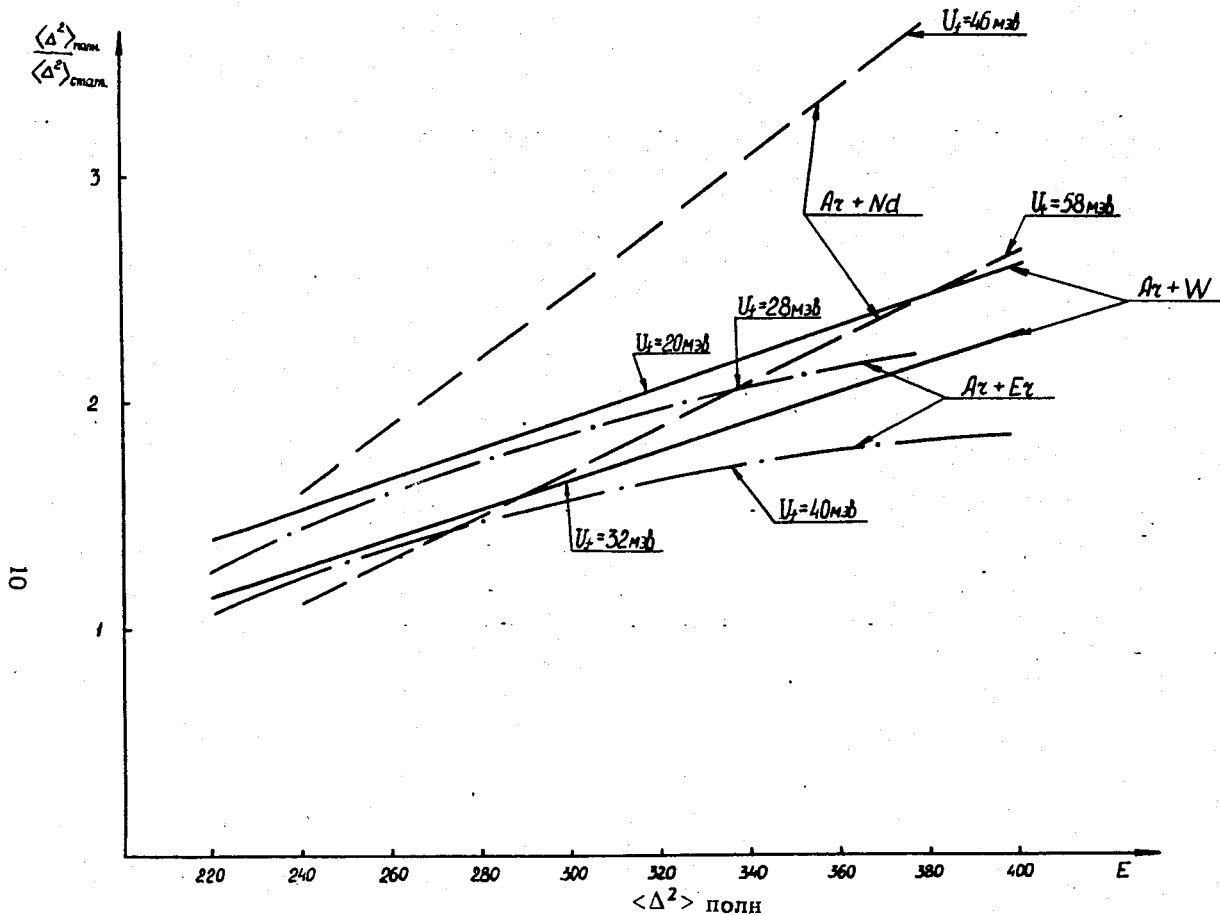


Рис. 2. Изменение полуширин  $\frac{\langle \Delta^2 \rangle_{\text{полн.}}}{\langle \Delta^2 \rangle_{\text{стат.}}}$  для реакций  $Ar^{40} + W$ ,  $Ar^{40} + Nd$ ,  $Ar^{40} + Er$ .

в зависимости от энергии налетающего иона.

Полученные результаты показывают, что уже сейчас постановка подобных экспериментов вполне реальна.

### Литература

1. W.J. Swiatecki. Phys.Rev., 101, 97 (1956).
2. W.D. Myers, W.I. Swiatecki. N.P. 81, 1 (1966).
3. В.М. Струтинский. Ядерная физика, 3, 614 (1966).
4. V.M. Strutinsky. Nucl.Phys., A122, 1 (1968).
5. V.M. Strutinsky. Nucl.Phys., A95, 420 (1967).
6. Б.Н. Калинин, В.П. Пермяков. Препринт ОИЯИ, Р4-6149, Дубна, 1971.
7. С.А. Карамян, Ф. Нормуратов, Ю.Ц. Оганесян, Ю.Э. Пенионжкевич, Б.И. Пустыльник, Г.Н. Флеров. Препринт ОИЯИ, Р7-3732, Дубна, 1968.
8. С.А. Карамян, Ю.Ц. Оганесян, Ю.Э. Пенионжкевич, Б.И. Пустыльник. Препринт ОИЯИ, Р7-4024, Дубна, 1968.

Рукопись поступила в издательский отдел  
3 декабря 1971 года.