

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

On Possible Means of Studying the Fission Barrier Value in the Direct Type Reactions
between Compound Nuclei

Б. Н. Калинин, В. П. Пермяков

Объединенный институт ядерных исследований, Лаборатория теоретической физики,
Дубна*

(Поступила в редакцию 7 января 1972 г.)

В работе исследуется вопрос, из каких экспериментов и притом наиболее простым путем можно получить информацию о барьере деления произвольных ядер (не только делящихся).

Для этой цели предлагается использовать форму массового распределения осколков деления и модель, развитую авторами и основанную на механизме неупругого удара.

The question of which experiments provide the simplest way of obtaining information on the fission barrier for arbitrary nuclei (not only fissioning) is studied. With this aim in view it is suggested to use the form of the mass distribution of the fission fragments and the model developed by the authors, which is based on the inelastic shock mechanism.

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 пред-

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

сказывать, основываясь на экстраполяции данных, полученных для известных ядер.

Из наиболее известных теоретических работ, посвященных этому вопросу, следует отметить исследования Святецкого-Майерса [1,2] и Струтинского [3,4,5]. Расчеты этих авторов (в особенности, автора [3,4,5]) 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 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 [6] нами была сформулирована модель, включающая в себя как обычно рассматриваемый канал распада компаунд-ядра, так и новый канал прямого деления. При описании прямого канала деления в работе [6] 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, в работе [6] 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 [7] с позиций этой модели позволил оценить эффективную массу $\mu_{\text{эфф}}$. Значение эффективной массы в конкретных рассмотренных реакциях [6] оказалось приближенно равным $\mu_{\text{эфф}} \approx 30$ (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 предельной простой. Действительно, следуя логике развитой в [6] 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):

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

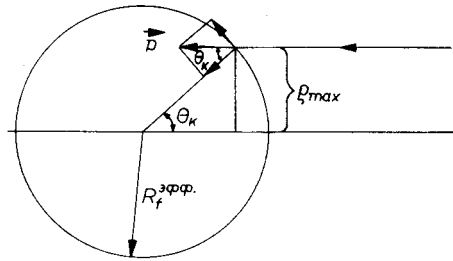


Рис. 1. Схема выделения прямого канала деления для случая, когда ядро-мишень сферическое. Для углов $\theta \leq \theta_K$ выполняется условие реализации канала прямого деления

где θ — 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:

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

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

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

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

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

В соответствии с предположениями, сделанными в работе [6], для отношения полуширин массового распределения продуктов деления $\langle \Delta^2 \rangle_{\text{эксн}}$ и $\langle \Delta^2 \rangle_{\text{стат}}$ (на-

помним, 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:

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

Используем теперь эту простую формулу для извлечения информации о величине барьера деления магового ядра ^{209}Bi . Отношение полуширин, входящее в левую часть соотношения (6), для реакции $^{40}\text{Ar} + ^{209}\text{Bi}$ при $E_{\text{Ar}}^{\text{лаб}} \approx 310$ Мэв, $E_I \approx 100$ Мэв, $\mu_{\text{эфф}} \approx 30$, $A = 40$ равно приближенно $\approx 3[7]$. Тогда для V_f получаем

$$V_f \approx 18 \text{ Мэв.}$$

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

$$V_f \approx 20\text{—}21 \text{ Мэв.}$$

Расчеты Святецкого и Струтинского приводят к цифре $V_f \approx 21\text{—}22$ 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

$$^{22}\text{Ne} + ^{209}\text{Bi} (E_{\text{Ne}}^{\text{лаб}} = 200 \text{ Мэв}).$$

Будем считать барьер деления ядра ^{209}Bi известным и равным $V_f \approx 20$ Мэв. Используя формулу (6), вычислим отношения полуширин. При значении эффективной массы $\mu_{\text{эфф}} \approx 30$ получаем $\langle \Delta^2 \rangle_{\text{полн}} / \langle \Delta^2 \rangle_{\text{стат}} \approx 1.8$. Наблюдаемое отношение полуширин приближенно равно $\approx 1.5\text{—}1.6$.

Следовательно, установив значение эффективной массы, например, из реакции $^{20}\text{Ne}(^{328}\text{U}, 2F)$ мы получаем правильную величину барьера деления для ^{209}Bi (используя реакцию $^{40}\text{Ar}(^{209}\text{Bi}, 2F)$). 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 можем 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 [6] и здесь моделью.

Нам представляется чрезвычайно интересным осуществить эксперименты типа уже проведенных [7,8]. 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, ^{40}Ar) обладающих достаточно

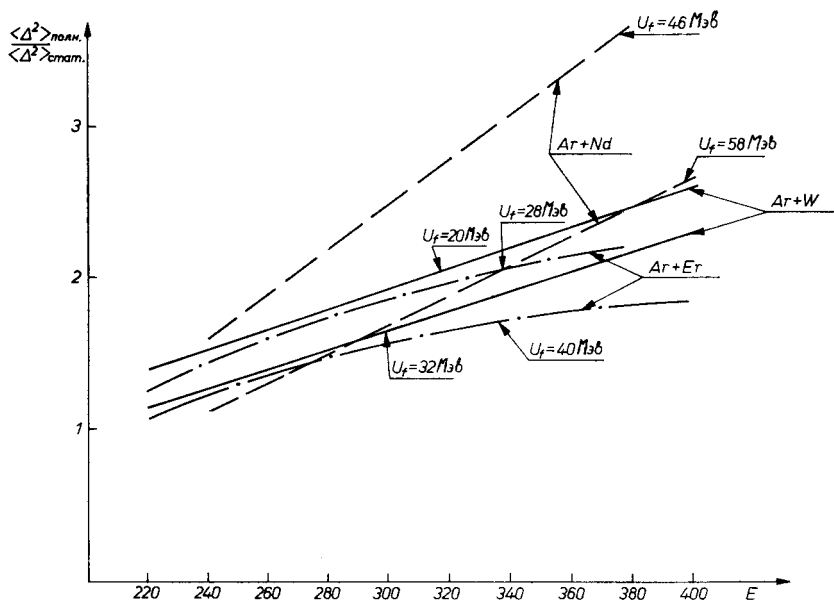


Рис. 2. Изменение полуширин $\langle \Delta^2 \rangle_{\text{полн.}} / \langle \Delta^2 \rangle_{\text{стат.}}$ для реакций $^{40}\text{Ar} + \text{W}$, $^{40}\text{Ar} + \text{Nd}$, $^{40}\text{Ar} + \text{Er}$ в зависимости от энергии налетающего иона

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 счет теоретические предсказания.

Для иллюстрации возможностей, имеющих в этом направлении на рис. 2 приведены результаты расчета для трех реакций с участием ^{40}Ar на трех различных ядрах-мишенях: Nd (равновесная деформация $\beta_0 \approx 0$), Er ($\beta_0 \approx 0.3$) и W ($\beta_0 \approx 0.2$). В расчетах были использованы величины барьеров деления, указанные в [2] и значение эффективной массы $\mu_{\text{эфф}} = 30$. Возможные значения отношения полуширин $\langle \Delta^2 \rangle_{\text{полн.}} / \langle \Delta^2 \rangle_{\text{стат.}}$ отложены на рис. 2 в зависимости от энергии налетающего иона. Поскольку величина барьера деления ядра может отличаться от рассчитанной

в [2], мы приводим данные для отношения полуширин, соответствующие сдвигам в сторону больших и в сторону меньших значений от рассчитанного в [2]. Таким образом, фиксируя энергию налетающего иона и отношение полуширин $\langle \Delta^2 \rangle_{\text{полн}} / \langle \Delta^2 \rangle_{\text{стат}}$ легко из приведенных графиков установить величину барьера деления интересующего нас ядра.

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

ЛИТЕРАТУРА

- [1] W. I. Swiatecki, *Phys. Rev.*, **101**, 97 (1956).
- [2] W. D. Myers, W. I. Swiatecki, *Nuclear Phys.*, **81**, 1 (1966).
- [3] В. М. Струтинский, *Ядерная физика*, **3**, 614 (1966).
- [4] V. M. Strutinsky, *Nuclear Phys.*, **A122**, 1 (1968).
- [5] V. M. Strutinsky, *Nuclear Phys.*, **A95**, 420 (1967).
- [6] Б. Н. Калинин, В. П. Пермяков, *Препринт ОИЯИ*, Р, 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.