

УДК 539.172.17

ВЛИЯНИЕ КОЛЕБАНИЙ ФОРМЫ ЯДЕР
НА СЕЧЕНИЕ ПОДБАРЬЕРНОГО СЛИЯНИЯ

Р.В.Джолос, В.П.Пермяков

Предложен метод расчета неадиабатических поправок к ядро-ядерному потенциалу во входном канале реакции, вызванных кулоновским взаимодействием ядер. Показано, что кулоновская точка поворота /при фиксированной энергии столкновения $E < V_B$ / смещается влево, что делает потенциальный барьер, определяющий эффективность канала подбарьерного слияния ядер, более узким. Это приводит к росту сечений подбарьерного слияния сложных ядер, что наблюдается на эксперименте.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

The Effect of Nuclear Shape Oscillations
on the Subbarrier Fusion Cross Section

R.V.Jolos, V.P.Permyakov

A method is proposed for calculating nonadiabatic corrections to a nucleus-nucleus potential in the reaction input channel caused by the Coulomb interaction of nuclei. It is shown that the Coulomb turning point (at a fixed collision energy $E < V_B$) shifts to the left, which narrows the potential barrier defining the channel efficiency of a subbarrier fusion of nuclei. This results in the growth of cross sections of subbarrier fusion of complex nuclei observed experimentally.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Введение

В экспериментах^{1,2/}, выполненных с легкими и средними по массовым числам ядрами при подбарьерных энергиях столкновения, получены неожиданно большие сечения слияния, на порядок и более превосходящие результаты расчетов с потенциалами взаимодействия ядер, извлеченными из данных по упругому рассеянию. Попытки объяснить эти результаты в рамках одномерных моделей, рассматривающих только относитель-

ное движение ядер, вели либо к такому переопределению параметров ядро-ядерного потенциала, которые противоречили данным по упругому рассеянию, либо вообще к нефизическим результатам /"вогнутый" барьер, см. рис. 2/. Кроме того, были обнаружены нерегулярности в поведении сечений слияния легких ядер в зависимости от их изотопного состава^{/3/}.

Интерес к подбарьерным процессам возрос в последнее время в связи с астрофизическими аспектами этой проблемы^{/4/} и с идеями холодного слияния ядер^{/5,6/}.

Предпринятые попытки теоретического описания экспериментальных данных по подбарьерному слиянию в сжатом виде сводятся к следующему. Описание процесса подбарьерного слияния требует учета связи относительного движения с внутренними степенями свободы ядер, т.е. рассмотрения, как минимум, двумерного потенциального барьера^{/7/}. Из внутренних степеней свободы ядер наиболее важными являются коллективные. При рассмотрении реакций с легкими или средними ядрами, по-видимому, следует прежде всего учитывать колебания формы сталкивающихся ядер^{/8,9/} /квадрупольные и т.д./. При рассмотрении реакций с тяжелыми ионами более важными становятся динамические переменные, описывающие "шейку" между двумя ядрами. В реакциях с магическими или околомагическими ядрами коллективные состояния, отвечающие колебаниям формы ядер, возбуждаются слабо, и более существенными становятся каналы передачи нуклонов^{/1/}. С последними, по-видимому, связаны нерегулярности в поведении сечений слияния в зависимости от изотопного состава.

Включение в рассмотрение внутренних возбуждений ядер означает, что для описания процесса подбарьерного слияния необходимо решать задачу на связь каналов. При этом количество каналов, которые необходимо принимать во внимание, достаточно велико, и поэтому требует большого объема вычислений. Адиабатическое приближение также неудовлетворительно, но, как показывает сравнение результатов точных модельных расчетов и адиабатического приближения, последнее может служить основой для разработки метода описания подбарьерного слияния ядер.

В данной работе развивается метод учета неадиабатических поправок к потенциалу взаимодействия ядер и показывается, что учет квадрупольных возбуждений ядер, вызванных кулоновским взаимодействием, ведет к сужению эффективного потенциального барьера и, следовательно, к усилению подбарьерного слияния.

Перенормировка потенциального барьера

Гамильтониан двух сталкивающихся ядер с учетом коллективных квадрупольных возбуждений в одном из них имеет вид:

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \left[\frac{\partial^2}{\partial R^2} - \frac{\hat{L}^2}{R^2} \right] + V(R) + \frac{\gamma}{\sqrt{2} R^3} \sum_{\mu} (-1)^{\mu} Y_{2\mu}^*(\theta, \phi) a_{2\mu} + \hat{H}_{\text{вн}}(\hat{a}_{2\mu}).$$

Здесь R - расстояние между центрами масс сталкивающихся ядер, \hat{L} - оператор углового момента относительного движения, θ, ϕ - углы, характеризующие траекторию налетающего иона, μ - приведенная масса, $\gamma = (3\sqrt{2}/5) Z_1 Z_2 e^2 R_2^2$, $(Z_1, Z_2; R_1, R_2)$ - заряды и радиусы каждого из ядер, $V(R)$ - сумма кулоновского и оптического ядерного потенциалов взаимодействия сложных ядер. Динамические переменные $a_{2\mu}$ описывают квадрупольные колебания в ядре-мишени. Для внутреннего гамильтониана примем приближение эффективного гармонического осциллятора:

$$\hat{H}_{\text{вн}} = -\frac{\hbar^2}{2B_2} \sum_{\mu} (-1)^{\mu} \frac{\partial^2}{\partial a_{2\mu} \partial a_{2-\mu}} + \frac{1}{2} C_2 \sum_{\mu} (-1)^{\mu} a_{2\mu} a_{2-\mu},$$

где B_2 - массовый коэффициент, C_2 - эффективная жесткость. Уравнения движения для $a_{2\mu}$ и $\partial/\partial a_{2\mu}$ имеют вид:

$$[\hat{H}, a_{2\mu}] = -\frac{\hbar^2}{B_2} (-1)^{\mu} \frac{\partial}{\partial a_{2-\mu}}, \quad /2/$$

$$\left[\hat{H}, \frac{\partial}{\partial a_{2\mu}} \right] = -\frac{\gamma}{\sqrt{2} R^3} Y_{2\mu}(\theta, \phi) - C_2 (-1)^{\mu} a_{2-\mu}. \quad /3/$$

Объединяя /2/ и /3/, получаем:

$$[\hat{H}, [\hat{H}, a_{2\mu}]] = \frac{\hbar^2 C_2}{B_2} a_{2\mu} + \frac{\hbar^2 \gamma}{\sqrt{2} B_2 R^3} Y_{2\mu}(\bar{R}). \quad /4/$$

Нашей целью является получение эффективного гамильтониана, в котором связь относительного движения с внутренними колебаниями ядра учитывается перенормировкой потенциала /в общем случае перенормируется и приведенная масса μ^{10} /, т.е. гамильтониана следующего вида:

$$\hat{H}_{\text{эфф}} = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \left(\frac{\partial^2}{\partial R^2} - \frac{\hat{L}^2}{R^2} \right) + V_{\text{эфф}}(R). \quad /5/$$

Для этого найдем функцию $a_{2\mu}(\bar{R})$, удовлетворяющую уравнению движения /4/, но с заменой \hat{H} на $\hat{H}_{\text{эфф}}$:

$$[\hat{H}_{\text{эфф}}[\hat{H}_{\text{эфф}}^{\alpha_{2\mu}}(\bar{R})]] = \frac{\hbar^2 C_2}{B_2} \alpha_{2\mu}(\bar{R}) + \frac{\hbar^2 \gamma}{\sqrt{2} B_2 R^3} Y_{2\mu}(\bar{R}). \quad /6/$$

Затем, подставив $\alpha_{2\mu}(\bar{R})$ в /1/ и сравнив результат подстановки с /5/, получим выражение для $V_{\text{эфф}}(R)$. Поскольку в этой работе мы не рассматриваем поправок к приведенной массе, то в выражении для двойного коммутатора $[\hat{H}_{\text{эфф}}, [\hat{H}_{\text{эфф}}^{\alpha_{2\mu}}(\bar{R})]]$ опустим слагаемые, содержащие дифференциальные операторы. Функцию можно представить следующим образом:

$$\alpha_{2\mu}(\bar{R}) = \alpha(R) Y_{2\mu}(\bar{R}), \quad /7/$$

где $\alpha(R)$ - неизвестная функция, уравнение для которой получаем, подставляя /5/ и /7/ в /6/

$$\mu^{-1} \frac{dV_{\text{эфф}}}{dR} \frac{d\alpha(R)}{dR} + \left(\frac{3\hbar^2}{\mu R^2}\right)^2 \alpha(R) = \frac{C_2}{B_2} \alpha(R) + \frac{\gamma}{\sqrt{2} B_2 R^3}. \quad /8/$$

В интересующей нас области значений R , больших суммы радиусов полуплотностей ядер, и для не слишком легких ядер величина $(3\hbar^2/\mu R^2)^2$ заметно меньше C_2/B_2 . Поэтому в дальнейшем мы будем рассматривать уравнение:

$$\mu^{-1} \frac{dV_{\text{эфф}}}{dR} \frac{d\alpha(R)}{dR} = \frac{C_2}{B_2} \alpha(R) + \frac{\gamma}{\sqrt{2} B_2 R^3}. \quad /9/$$

Подставляя /7/ в /1/ и сравнивая результат подстановки с /5/, получаем для $V_{\text{эфф}}$:

$$V_{\text{эфф}}(R) = V(R) + \frac{5\gamma}{\sqrt{2} R^3} \alpha(R) + \frac{5}{2} C_2 \alpha^2(R). \quad /10/$$

В качестве первого приближения для $V_{\text{эфф}}(R)$ подставим в /9/ кулоновский потенциал. Тогда для $\alpha(R)$ получается следующий результат:

$$\alpha(R) = -\frac{\gamma \cdot \mu}{3\sqrt{2} B_2 e^2 Z_1 Z_2} \exp\left(-\frac{\mu C_2 R^3}{3B_2 e^2 Z_1 Z_2}\right) \text{Ei}\left(\frac{\mu C_2 R^3}{3B_2 e^2 Z_1 Z_2}\right), \quad /11/$$

где $\text{Ei}(x)$ - интегральная показательная функция. Легко проверить, что при $R \rightarrow \infty$ решение /11/ переходит, как это и должно быть, в результат адиабатического приближения /11/.

На рис. 1 приведены результаты методического расчета перенормированного потенциала взаимодействия ядер $^{132}\text{Xe} + ^{132}\text{Xe} \rightarrow 2\text{F}$. В расчетах использовалось гидродинамическое значение массового коэффициента V_2 . На рисунке приведены результаты для двух значений частот квадрупольных колебаний $\hbar\omega$. Как видно из рисунка, учет возбуждения квадрупольных колебаний ядра-мишени эффективно ведет к сужению потенциального барьера и, следовательно, к росту сечения подбарьерного слияния. Таким образом, наш подход позволяет свести сложную задачу учета связи каналов к рассмотрению прохождения системы через одномерный потенциальный барьер.

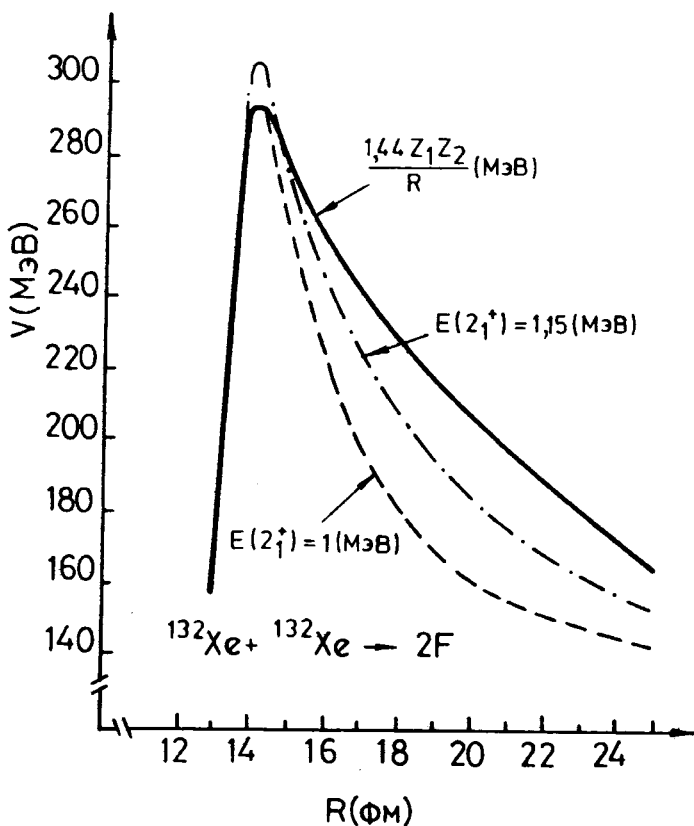


Рис. 1. Потенциальный барьер /методический расчет/ для реакции $^{132}\text{Xe} + ^{132}\text{Xe} \rightarrow 2\text{F}$. Штрихованная линия - перенормированный кулоновский потенциал для энергии квадрупольных колебаний ядра $E(2_1^*) = 1$ МэВ, штрихпунктирная - для $E(2_1^*) = 1,15$ МэВ.

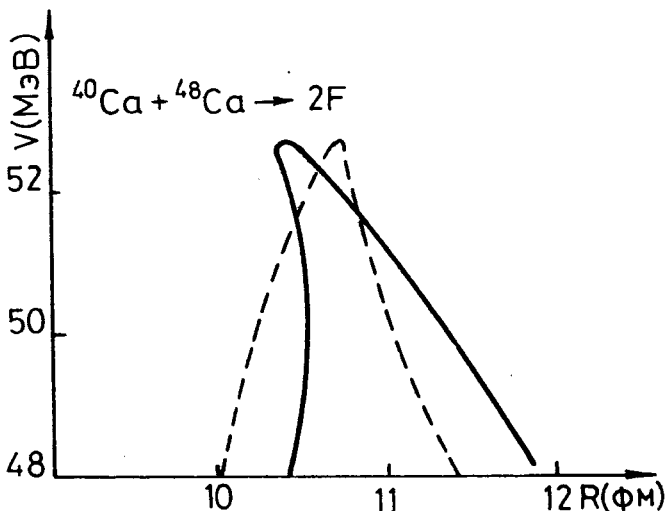


Рис. 2. Потенциальный барьер /сплошная линия/, необходимый для описания экспериментальных данных по сечениям подбарьерного слияния для реакции $^{40}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca} \rightarrow 2\text{F}$ /получен с помощью решения обратной задачи /12/. Штрихованная линия – потенциальный барьер, полученный из расчетов по методу, предложенному в данной работе.

В работе /12/ высказывается сомнение в применимости одномерного потенциального барьера для описания процесса подбарьерного слияния. В работах /3, 12/ /см. рис. 2/ был вычислен потенциальный барьер, необходимый для описания функций возбуждения. Иными словами, с использованием результатов работы /12/, была решена обратная задача – зная сечение подбарьерного слияния, определить, каков при этом должен быть одномерный потенциальный барьер. Из рис. 2 видно, что полученный таким образом барьер вогнут вправо и даже двузначен. Такое поведение потенциального барьера слева неприемлемо, т.к. очевидно, что с левой стороны потенциальный барьер быстро спадает на интервале, равном приблизительно диффузности ядерного потенциала. Причина столь странного поведения потенциального барьера легко объяснима: когда восстанавливался потенциальный барьер, считалось, что справа его спад определяется кулоном, и от кулоновской точки поворота отсчитывалась толщина барьера Δt /12/. Если учесть перенормировки к кулоновскому потенциалу, вызванные возбуждением низколежащих ядерных состояний /см. рис. 1/, то мы получим приемлемую форму потенциального барьера – вогнутость справа и быстрый спад слева от вершины барьера.

Литература

1. Beckerman M. et al. Phys.Rev.Lett., 1980, 45, p.1472.
2. Stokstad R.G. et al. Z.Phys. A: Atoms and Nuclei, 1980, Vol.295, p.269.
3. Thomas J. et al. Phys.Rev., 1985, C31, p.1980.
4. Беляев В.Б. и др. ОИЯИ, Е4-86-66, Дубна, 1986.
5. Oganesian Yu.Ts. et al. Nucl. Phys., 1975, A239, p.353.
6. Schmidt K.H. et al. Z.Phys. A: Atoms and Nuclei, 1981, Vol.301, p.21.
7. Landowne S., Nix J.R. Nucl.Phys., 1981, A368, p.352.
8. Rhoades-Brown M.J., Oberacker V.E. Phys.Rev.Lett., 1983, 50, p.1435.
9. Reisdorf W. et al. Phys.Rev.Lett., 1982, 49, p.1911.
10. Джолос Р.В., Пермяков В.П., Шульц Г. ОИЯИ, Р4-9635, Дубна, 1976.
11. Джолос Р.В., Пермяков В.П. ОИЯИ, Р4-8416, Дубна, 1974.
12. Valantekin A.V., Koopin S.E., Negele L.W. Phys.Rev., 1983, C28, p.1565.

Рукопись поступила 15 декабря 1986 года.