

## ВНУТРЕННИЙ БАРЬЕР В СЛИЯНИИ ЯДЕР $^{64}\text{Ni} + ^{100}\text{Mo}$ ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ

В.М.Шилов, А.В.Тараканов\*

В работе показано, что второй барьер в ион-ионном потенциале увеличивает средний угловой момент составного ядра при подбарьерных энергиях. Мы полагаем, что этот эффект позволит описать экспериментальные данные в модели с сильной связью каналов.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

### The Inner Barrier in the Fusion Reaction $^{64}\text{Ni} + ^{100}\text{Mo}$ at Low Energies

V.M.Shilov, A.V.Tarakanov

It is shown that the second barrier of the heavy-ion potential increases the average angular momentum of the compound nucleus at subbarrier energies. We believe that this effect will allow us to describe the experimental data within the coupled-channel model.

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

Необходимым условием для слияния ядер в модели критического расстояния (МКР) [1] является прохождение через второй барьер во внутренней части ион-ионного потенциала на расстоянии с радиальным параметром  $r_{cr}^0 \approx 1$  фм, где  $r_{cr}^0 = R_{cr} / (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ . Для легких ядер второй барьер становится больше кулоновского барьера при больших орбитальных угловых моментах и определяет динамику процесса слияния при высоких энергиях.

С увеличением зарядов сталкивающихся ядер при значении параметра  $\eta = Z_1 Z_2 / (A_1^{1/3} A_2^{1/3}) = 71,3$  второй барьер становится равным по величине кулоновскому барьеру уже для нулевого орбитального момента [2].

В данной работе мы исследовали энергетические зависимости сечения слияния и среднего углового момента составного ядра в реакции

---

\*Саратовский государственный университет

$^{64}\text{Ni} + ^{100}\text{Mo}$ , измеренные в [3]. В рамках модели со связью каналов в поверхностной области ядер, в которой слияние определяется туннелированием только через внешний кулоновский барьер, не удастся совместно описать эти две характеристики стандартным набором параметров. Мы считаем, что в этой реакции уже начинает проявляться второй барьер в ион-ионном потенциале, т.к. из всех реакций, где был измерен угловой момент, здесь параметр  $\eta = 63,4$  наиболее близок к критической величине.

В теории деления проницаемость через два барьера в квазиклассическом приближении исследовалась многими авторами (см., например, [4,5]). Мы используем результаты этих работ в обратной реакции слияния тяжелых ионов. Для проницаемости через один барьер имеем хорошо известное выражение (для простоты мы не выписываем явно зависимость от орбитального углового момента):

$$T(E) = \{1 + \exp[2S(E)]\}^{-1}, \quad (1)$$

где  $S(E)$  определяется интегралом между точками поворота в ион-ионном потенциале  $V(r)$

$$S(E) = \int_a^b \left| 2\mu [V(r) - E] / \hbar^2 \right|^{1/2} dr. \quad (2)$$

Обозначив через  $T_C$ ,  $T_B$  и  $\nu$  проницаемости через внутренний и кулоновский барьеры и действие (2) в промежутке между барьерами, для проницаемости двугорбого барьера можно записать выражение [5]

$$T = T_C T_B / \{ (1+X)^2 \cos^2 \nu + (1-X)^2 \sin^2 \nu \}. \quad (3)$$

Здесь  $X = [(1-T_C)(1-T_B)]^{1/2}$ .

Осциллирующие множители в знаменателе этой формулы вызывают резонансы прозрачности при некоторых значениях орбитального углового момента. Наиболее сильные резонансы будут при сравнимых по величине и очень малых значениях  $T_C$  и  $T_B$ .

Если пренебречь интерференцией падающих и отраженных волн между двумя барьерами, т.е. провести усреднение по фазам в формуле (3), то получается простое выражение

$$T = T_C T_B / \{ 1 - (1-T_C)(1-T_B) \}. \quad (4)$$

Аппроксимируя потенциал в области барьеров параболой, выражение (4) приводим к виду:

$$T = \left\{ 1 + \exp \left( 2\pi \frac{V_C - E}{\hbar\omega_C} \right) + \exp \left( 2\pi \frac{V_B - E}{\hbar\omega_B} \right) \right\}^{-1}. \quad (5)$$

Здесь  $V_C$ ,  $V_B$ ,  $R_C$ ,  $R_B$ ,  $\hbar\omega_C$  и  $\hbar\omega_B$  — потенциалы, радиусы и кривизны внутреннего и кулоновского барьеров соответственно.

В расчетах мы использовали центральный потенциал, полученный в формализме «плотности энергии» [6]. В параметризацию потенциала

$$V_N(r) = \frac{A_1^{1/3} A_2^{1/3}}{A_1^{1/3} + A_2^{1/3}} U_N(s), \quad s = r - (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})r_0, \quad (6)$$

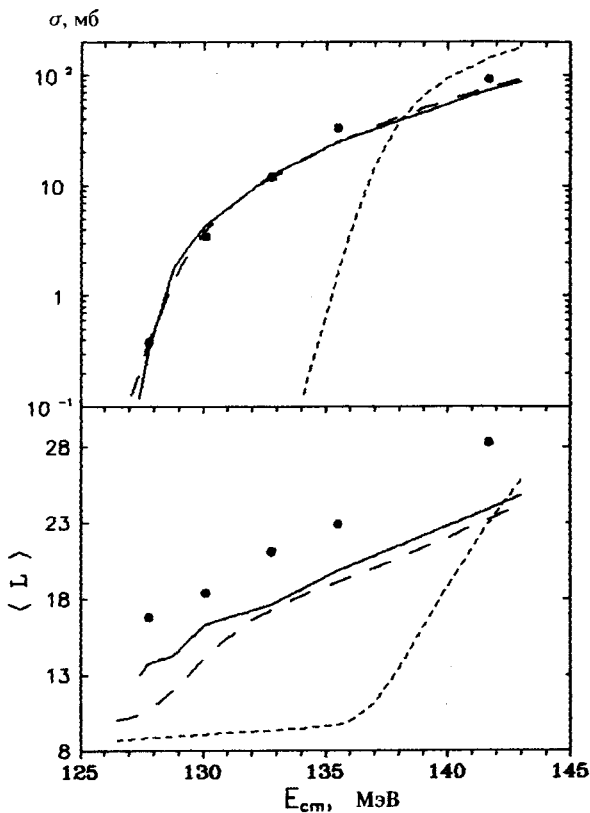
$$U_N(s) = \begin{cases} -30 \exp(-0,27s^2) & s > 0 \\ -30 + 6,3s^2 & s < 0 \end{cases} \quad (7)$$

были введены два свободных параметра:  $\Delta r$  и  $\Delta f$ . Первый из них изменяет величину  $r_0$  по сравнению со стандартной величиной  $r_0 = 1$  фм и определяет высоту и положение внешнего кулоновского барьера. Вторым параметром приводит к сдвигу «критического расстояния» для слияния по отношению к минимуму ядерной части и определяет высоту и положение внутреннего барьера.

Для параметризации второго барьера параболой мы положили  $V_0(r) = Q_{\text{реакции}}$  при малых  $r$  и сгладили треугольную форму внутреннего потенциала множителем гауссовского типа. Эта процедура позволяет нам варьировать кривизну второго барьера в разумных пределах.

Учет сильной связи каналов в поверхностной области ядра [7] приводит к расщеплению первоначального кулоновского барьера на семейство барьеров, через которые туннелирует система. При этом высота минимального барьера, определяющая динамику слияния при низких энергиях, уменьшается более чем на 5—6 МэВ по сравнению с первоначальным кулоновским барьером. По этой причине мы допускаем возможность для параметра  $\Delta r$  принимать большие значения.

На рисунке показаны сечения слияния  $\sigma_{fus}$  и средний угловой момент  $\langle L \rangle$  для трех вариантов расчетов: туннелирование только через кулоновский барьер и туннелирование через два барьера без учета и с учетом интерференции. В первом варианте параметр  $\Delta r$  выбран таким, чтобы барьер совпал с барьером потенциала Басса, который наиболее часто используется при описании слияния тяжелых ионов. В двух других случаях мы варьировали параметры  $\Delta r$  и  $\Delta f$  для минимизации



Сечение слияния и средний угловой момент составного ядра в зависимости от энергии налетающего иона. Короткие штриховые линии — туннелирование только через внешний барьер, длинные штриховые линии — туннелирование через два барьера без учета интерференции и сплошные линии — с учетом интерференции. Экспериментальные данные взяты из работы [3]

ции величины  $\chi^2$ , при этом мы положили для всех экспериментальных данных 10% погрешности. Полученные значения параметров потенциалов представлены в таблице.

Наилучшее описание достигается, когда  $V_C > V_B$  на 8—10 МэВ и превышает потенциал Басса на 1—2 МэВ. Кривизна второго барьера в несколько раз больше кривизны кулоновского барьера, и это значительно уменьшает наклоны теоретических кривых по сравнению с однобарьерным случаем, хотя согласие с экспериментальными данными для угловых моментов все еще не достигнуто. Результаты не зависят от конкрет-

ного вида потенциала (7). Близкие значения были получены также для потенциала «proximity» [8].

Таблица. Параметры потенциалов в различных вариантах расчетов

N	$V_B$ , МэВ	$R_B$ , фм	$\hbar\omega_B$ , МэВ	$V_C$ , МэВ	$R_C$ , МэВ	$\hbar\omega_C$ , МэВ
1	136,7	11,65	3,6			
2	129,6	12,38	3,5	137,9	8,65	26,6
3	128,5	12,50	3,5	138,6	8,70	32,3

Из рисунка и таблицы видно, что учет интерференции практически не изменяет потенциал, но вызывает осцилляции в форме кривых, которые увеличиваются с уменьшением энергии налетающих ионов. Это связано с появлением резонансов прозрачности при низких энергиях для некоторых парциальных волн. Для нулевого орбитального момента этот эффект обсуждался ранее в теории деления [4,5].

Механизмом, который позволит сгладить такие резонансы, является сильная связь между каналами в поверхностной области ядер. Учет связи в простейшем случае приводит к семейству потенциалов, и туннелирование через каждый из них происходит с меньшим весовым множителем. Резонансы появятся также и при околобарьерных энергиях и увеличат средний угловой момент в этой энергетической области. Совместный учет сильной связи каналов и туннелирования через двугорбый барьер мы проведем в следующих публикациях.

## Литература

1. Galin J. et al. — Phys. Rev., 1974, vol.C9, p.1018.  
Тараканов А.В., Шилов В.М., Шмидт Р. — ЯФ, 1991, т.53, с.1285.  
Пермяков В.П., Шилов В.М. — ЭЧАЯ, 1989, т.20, с.1396.
2. Schmidt R. — Z. Phys., 1986, vol.A325, p.239.
3. Halbert M.L. et al. — Phys. Rev., 1989, vol.C40, p.2558.
4. Мастеров В.С., Серегин А.А. — ЯФ, 1978, т.27, с.1464.
5. Bhandary B.S., Al-Kharam A.S. — Phys. Rev., 1989, vol.C39, p.917.
6. Ngo C. et al. — Nucl. Phys., 1975, vol.A252, p.237.
7. Tanimura O. et al. — Phys. Lett., 1985, vol.B163, p.317.
8. Blocki J. et al. — Ann. of Phys., 1977, vol.105, p.427.

Рукопись поступила 7 декабря 1992 года.