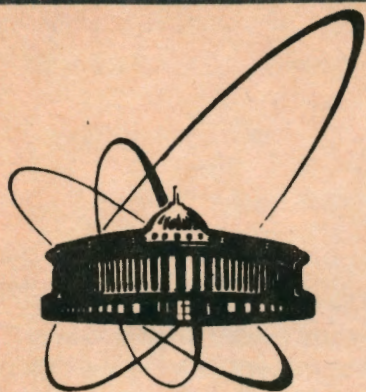


92-453



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P7-92-453

В.М.Шилов, А.В.Тараканов *

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНЫХ БАРЬЕРОВ
В СЛИЯНИИ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ПРИ
ОКОЛОБАРЬЕРНЫХ ЭНЕРГИЯХ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

*Саратовский государственный университет

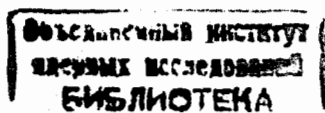
1992

1. Введение

Для описания сечений полного слияния двух ядер при энергиях налетающих ионов ниже кулоновского барьера наиболее успешно применяется модель сильной связи каналов в районе барьера и с граничными условиями в виде сходящейся волны внутри барьера[1, 2]. Связь каналов вызывает расщепление кулоновского барьера во входном канале на семейство барьеров, через которые туннелирует система, при этом оказывается, что по крайней мере один барьер расположен ниже первоначального кулоновского барьера. Этот эффект приводит к увеличению сечений слияния при подбарьерных энергиях на несколько порядков в случае тяжелых ядер. В большинстве случаев оказывается достаточным учет прямой связи входного канала с нижайшими коллективными состояниями сталкивающихся ядер, однако в некоторых случаях важно учитывать каналы с передачей нуклонов[3] и второй порядок по связи с более сложными состояниями[4].

Нижайший барьер определяет зависимость сечения слияния в области энергий, где сечение меньше $0,1 \text{ mb}$ и определяет энергетический сдвиг по отношению к одномерным моделям со стандартными потенциалами[5]. Одномерная модель хорошо работает в области энергий, где сечения находятся в интервале $200 \text{ mb} < \sigma < 500 \text{ mb}$, и эта область определяет значения параметров для кулоновского барьера R_B и V_B . Остается диапазон энергий $0,1 \text{ mb} < \sigma < 200 \text{ mb}$, где сечение определяется распределением барьеров около первоначального кулоновского барьера. Интерес к этой энергетической области сильно возрос в последнее время, когда оказались возможными измерения L-заселенности образующегося составного ядра. Различные механизмы протекания реакции дают различающиеся значения среднего углового момента, и, следовательно, эта характеристика служит дополнительным тестом для теории.

Расщепление первоначального кулоновского барьера является ключевым моментом во многих теоретических моделях. К нему приводит, например, учет статической деформации в деформированных ядрах[6] или динамических колебаний поверхности в сферических ядрах[7].



С другой стороны, предложены модели, в которых с самого начала постулируется некоторое распределение барьеров, вызванное различными физическими причинами. Например, образование шейки и передача нейтронов на расстояниях, больших чем кулоновский барьер [8], или плавное включение адиабатического режима при уменьшении энергии сталкивающихся ядер [9, 10]. В последних двух моделях распределения барьеров зависят также и от орбитального углового момента налетающего иона.

В работе [11] предложен формализм, с помощью которого распределение барьеров может быть извлечено из энергетической зависимости сечения слияния, измеренной с достаточной точностью. Ожидается, что такая информация поможет выделить основной механизм усиления сечений подбарьерного слияния. Например, анализ реакции $^{16}\text{O} + ^{154}\text{Sm}$ показал [12], что получаемое из эксперимента распределение барьеров хорошо описывается учетом статической деформации ядра ^{154}Sm .

В данной работе методом сильной связи каналов на примере реакции $^{32}\text{S} + ^{100}\text{Mo}$ мы исследовали, как структура возбужденных состояний сталкивающихся ядер влияет на распределение барьеров и связанные с ним сечения слияния и средний угловой момент составного ядра. Рассмотрен вклад каналов одно- и двухнейтронных передач с положительным значением $Q_{\text{реакц}}$ в изменения этих характеристик. Проведено сравнение с экспериментом [13] и с результатами некоторых феноменологических моделей [6, 8].

Проведен анализ реакции $^{36}\text{S} + ^{96}\text{Mo}$, приводящей к тому же составному ядру ^{142}Ce , что позволило исследовать зависимость измеряемых характеристик от входного канала реакции.

2. Основные определения и формулы

В работе Стельсона [8] предложена простая модель для анализа сечений околобарьерного слияния тяжелых ионов. Взяв за основу выражение для сечения слияния, полученное в приближении резкого обрезания по угловому моменту

$$\sigma_c(E, B) = \begin{cases} \pi R^2 (1 - B/E) & E > B \\ 0 & E < B \end{cases}, \quad (1)$$

Стельсон предположил, что сечение определяется семейством барьеров $D_c(B)$,

$$\sigma_{fus}(E) = \int \sigma_c(E, B) D_c(B) dB, \quad (2)$$

где

$$\int D_c(B) dB = 1.$$

Было найдено, что $D_c(B)$ имеет форму прямоугольника

$$D_c(B) = \frac{1}{2(B_m - B_l)}, \quad (3)$$

где B_m и B_l — центр распределения и его левая граница. Свертка выражения (1) по этому распределению дает:

$$\sigma_{fus}(E) = \pi R^2 \frac{1}{4(B_m - B_l)} \frac{(E - B_l)^2}{E} \quad (4)$$

в интервале энергий $B_l \leq E \leq 2B_m - B_l$. При $E = 2B_m - B_l$ выражение (4) непрерывно сливается с формулой (1) при $B = B_m$.

Проанализировано большое количество экспериментальных данных по сечениям слияния и обнаружено, что в интервале сечений 10–200 mb величина $(E\sigma)^{1/2}$ действительно является линейной функцией от энергии налетающих ионов в соответствии с формулой (4). Для описания еще меньших сечений $\sigma < 10$ mb, где важны эффекты туннелирования через кулоновский барьер, было предложено ввести усреднение левой границы барьеров B_l по гауссовскому распределению:

$$M(B - B_l) = (2\pi\Omega^2)^{-1/2} \exp[-(B - B_l)^2 / (2\Omega^2)], \quad (5)$$

т.е. выражение (3) заменяется на

$$D_c(B) = \int_{-\infty}^B \frac{M(B - B')}{2(B_m - B')} dB' \quad (6)$$

для $B < B_m$ и $D_c(B) = D_c(2B_m - B)$ для $B > B_m$. Кроме сохранения нормировки, распределения (3) и (6) также удовлетворяют условию

$$\int B D_c(B) dB = B_m. \quad (7)$$

Анализ экспериментов по этим формулам показал, что параметр Ω коррелирует с коллективностью нижайших состояний ядер, а разность $B_m - B_l$ оказывается большей для ядер с меньшей энергией связи последнего нейтрона. На этом основании авторы работ [8, 11] считают, что

основным механизмом усиления сечения подбарьерного слияния является образование шейки, через которую идет поток нейтронов на начальном этапе столкновения ядер перед достижением кулоновского барьера.

В работе[11] для учета туннелирования при низких энергиях используется формула Вонга[6] для сечения слияния в выражении (2)

$$\sigma_w = \frac{\hbar\omega R^2}{2E} \ln\{1 + \exp \frac{2\pi}{\hbar\omega}(E - B)\}, \quad (8)$$

$$\sigma_{fus}(E) = \int \sigma_w(E, B) D_w(B) dB. \quad (9)$$

Можно установить связь между распределениями $D_c(B)$ и $D_w(B)$. Из формул (1) и (8) имеем:

$$\frac{1}{\pi R^2} \frac{d^2(E\sigma_c)}{dE^2} = \delta(E - B), \quad (10)$$

$$\frac{1}{\pi R^2} \frac{d^2(E\sigma_w)}{dE^2} = G(x) = \frac{2\pi}{\hbar\omega} \frac{\exp x}{(1 + \exp x)^2}, \quad x = \frac{2\pi}{\hbar\omega}(E - B). \quad (11)$$

Приравнявая выражения (2) и (9), получаем связь между двумя типами распределений и экспериментально измеряемым сечением слияния

$$\frac{1}{\pi R^2} \frac{d^2(E\sigma_{fus})}{dE^2} = D_c(E) = \int D_w(B) G(x) dB, \quad (12)$$

которое можно сравнить с предсказаниями теоретических моделей.

В данной работе мы исследовали распределение барьеров, получающееся в методе сильной связи каналов[2]. Учет неупругих возбуждений сталкивающихся ядер приводит к известной системе связанных дифференциальных уравнений:

$$\left[\frac{\hbar^2}{2\mu_i} \frac{d^2}{dr^2} + \frac{l_i(l_i + 1)\hbar^2}{2\mu_i r^2} + V_i(r) + \varepsilon_i - E \right] u_i(r) = - \sum_j V_{ij}(r) u_j(r). \quad (13)$$

Здесь $V_{ij}(r)$ —потенциал связи между каналами и ε_i , —энергия возбуждения в канале с номером i соответственно. В пренебрежении эффектами отдачи в данном подходе можно описывать и реакции малонуклонных передач[14]. Для уменьшения числа связанных уравнений обычно предполагают, что приведенная масса μ_i , центральный потенциал $V_i(r)$ и орбитальный угловой момент l_i одинаковы во всех каналах, но и в этом

случае при точном решении уравнения Шредингера удается учесть лишь несколько каналов.

Система уравнений (13) диагонализуются, если пренебречь энергией возбуждения состояний и считать радиальную зависимость потенциалов связи одинаковой во всех каналах[15]. Такие приближения справедливы при учете кулоновского возбуждения ротационных уровней в деформированных ядрах. Для сферических ядер пренебрежение энергией возбуждения приводит к завышению сечений слияния при подбарьерных энергиях.

В работе[16] предложено считать потенциалы связи константами в районе кулоновского барьера $V_{ij} = V_{ij}(R_B)$. В этом случае система уравнений (13) расцепляется подстановкой

$$u_i(r) = \sum_{\alpha} U_{i\alpha} \chi_{\alpha}(r), \quad (14)$$

где матрица U_{ij} диагонализует матрицу M_{ij} , составленную из зависящих от номера канала энергий и потенциалов связи:

$$M_{ij} = \varepsilon_i \delta_{ij} + V_{ij}, \quad (15)$$

$$\sum_j U_{\alpha i}^+ M_{ij} U_{j\beta} = \xi_{\alpha} \delta_{\alpha\beta}. \quad (16)$$

Из условия сохранения потока частиц для сечения слияния получается выражение

$$\sigma_{fus}(E) = \sum_{\alpha} |U_{\alpha 0}|^2 \sigma_{\alpha}(E, V_B + \xi_{\alpha}) \quad (17)$$

Таким образом, сечение слияния определяется суммой σ_{α} сечений с "эффективными" барьерами $V_B + \xi_{\alpha}$ и весовыми множителями $P_{\alpha} = |U_{\alpha 0}|^2$. При подбарьерных энергиях основной вклад в сечение будет давать слабое с наименьшим барьером, поэтому для более корректного описания формы и положения этого барьера мы использовали подход, предложенный в работе[17]. Потенциалы связи $V_{ij}(r)$ не считались постоянными величинами, и в результате диагонализации собственные значения $\xi_{\alpha}(r)$ оказываются зависящими от относительного расстояния r . Такой подход определяет семейство барьеров $V_{\alpha}(r)$, причем нижайший барьер оказывается выше барьера, получаемого в приближении постоянной связи. Коэффициенты P_{α} оказываются медленно меняющимися функциями в районе кулоновского барьера, и мы выбрали их на расстоянии первоначального кулоновский барьера. Такой выбор обеспечивает сохранение потока падающих частиц при преобразовании (14), т.к.

$$\sum_{\alpha} |U_{\alpha 0}|^2 = 1.$$

Матрица связей M_{ij} диагональна по орбитальному угловому моменту l , поэтому полученное семейство барьеров $V_\alpha(r)$ определяет проницаемость для каждой парциальной волны l

$$T_l(E) = \sum_\alpha |U_{\alpha 0}|^2 T_{\alpha l}(E, V_\alpha), \quad (18)$$

с помощью которой рассчитывается средний угловой момент образующегося составного ядра

$$\langle I \rangle = \sum_{l=0}^{\infty} l(2l+1) T_l / \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) T_l. \quad (19)$$

В численных расчетах парциальных проницаемостей мы использовали формулы квазиклассического приближения для прохождения под барьером и формулы проницаемости через параболический барьер при надбарьерных энергиях.

Предложенный метод решения системы связанных уравнений практически совпадает с точным решением в подбарьерной области энергий. При надбарьерных энергиях он завышает сечения слияния из-за пренебрежения дальнедействующим формфактором кулоновского возбуждения.

3. Учет структуры возбужденных состояний

Сила связи между каналами $V_{ij}(r)$ зависит от структуры возбужденных состояний ядер. В квазичастично-фононной модели ядра [18] волновую функцию возбужденных состояний записывают в виде:

$$\Psi_\nu(JM) = \left\{ \sum_i R_i Q_{JM_i}^+ + \sum_{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2} P_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1} [Q_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^+ Q_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^+]_{JM} \right\} |0\rangle; \quad (20)$$

здесь $Q_{\lambda\mu}$ - операторы рождения фонона мультипольности $\lambda\mu$, R_i и $P_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}$ - коэффициенты смешивания одно- и двухфононных возбуждений соответственно. Расчеты показали [18], что коэффициенты R и P для состояний, следующих за нижайшими, могут сильно варьироваться от ядра к ядру. Как мы увидим ниже, этот эффект может вызвать заметные изменения в сечениях слияния и среднем угловом моменте.

Для качественных оценок влияния структуры ядер на процесс слияния тяжелых ионов мы выберем простую модель ядра, в которой нижайшее

состояние для каждой мультипольности является однофононным, а следующее состояние - двухфононным с удвоенной энергией возбуждения, т.е. каждое состояние описывается только одним слагаемым в сумме (20) с соответствующим коэффициентом, равным единице. Силы связи и радиальные формфакторы определим обычным образом через параметры динамической деформации для нижайших состояний β_i и центральный ядерный потенциал во входном канале $V_0(r)$. Для переходов между состояниями с n и m фононами ($m \leq n$) имеем [4]:

$$V_{nm}(r) = \sum_{p=0}^m \frac{\sqrt{m!n!}}{p!(m-p)!(n-m+p)!} \left\{ \frac{\beta_i R}{\sqrt{4\pi}} \frac{d}{dr} \right\}^{(n-m+2p)} V_0(r). \quad (21)$$

Здесь R - радиус ядра. Для нижайших 2^+ и 3^- состояний получается известное выражение

$$V_{01}(r) = -\frac{\beta_i R}{\sqrt{4\pi}} \frac{dV_0(r)}{dr}, \quad (22)$$

к которому необходимо еще добавить формфактор кулоновского возбуждения. Сложная структура волновой функции возбужденных состояний (20) может быть учтена добавлением в потенциал (21) весовых множителей R_i и $P_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}$.

В качестве центрального ядерного потенциала $V_0(r)$ мы использовали параметризацию потенциала "proximity", приведенную в работе [19], при этом мы немного увеличили радиусы ядер для правильного описания сечений при надбарьерных энергиях.

Потенциал связи с каналами одно- и двухнуклонных передач менее известен. Для каналов двухнейтронных передач между сверхтекущими ядрами получена такая же радиальная зависимость формфактора, как и для каналов неупругого возбуждения [20]. В данной работе для формфактора однеитронных передач мы также выберем выражение (22). Параметры связи β_i для этих переходов неизвестны, и мы выбрали значения $\beta_1=0,1$ для однеитронной передачи и $\beta_2=0,05$ для двухнейтронной. Такие значения были использованы в работе [20] при описании реакции $^{28}\text{Si} + ^{64}\text{Ni}$. Уточнить эти параметры можно после измерений сечений передач для рассматриваемых ядер.

Параметры нижайших возбужденных состояний большинства ядер хорошо известны и для наших реакций приведены в табл.1. Значения $Q_{\text{реакц}}$ для передач нуклонов рассчитаны по таблицам масс ядер и приведены в

табл.2. (При передаче заряженной частицы они включают также изменения кулоновского барьера между сталкивающимися ядрами).

Таблица 1. Параметры коллективных состояний изотопов молибдена и серы

ядро	2+		3-	
	E^*	β_λ	E^*	β_λ
^{32}S	2,24	0,27	5,01	0,36
^{36}S	3,29	0,15	4,19	0,37
^{96}Mo	0,78	0,18	2,23	0,19
^{100}Mo	0,53	0,23	1,91	0,21

Таблица 2. Величины $Q_{\text{реакц}}$ для одно- и двухнуклонных передач

$^{32}\text{S} + ^{100}\text{Mo}$				$^{36}\text{S} + ^{96}\text{Mo}$			
подхват		срыв		подхват		срыв	
1n	2n	1p	2p	1n	2n	1p	2p
0,5	6,2	1,8	8,1	-3,9	-3,3	-3,2	-1,7

Из таблиц видно, что в реакции $^{32}\text{S} + ^{100}\text{Mo}$ коллективность нижайших состояний ядер более высокая и есть каналы передач с положительной величиной $Q_{\text{реакц}}$. Продемонстрируем, как такие различия в структуре сталкивающихся ядер влияют на измеряемые величины: сечения слияния, средний угловой момент составного ядра и распределение барьеров. Результаты расчетов для реакции $^{32}\text{S} + ^{100}\text{Mo}$ при различном числе учитываемых уровней приведены на рис.1-3. В верхней части рисунков показаны сечения слияния двух ядер, в средней части – средний угловой момент составного ядра и внизу – распределение барьеров как функции от энергии налетающего иона.

На рис.1 штриховой линией показан расчет в одноканальном приближении, когда система находится в основном состоянии, штрихпунктирной линией – расчет, когда включены каналы неупругих возбуждений нижайших состояний и канал однонейтронной передачи в основное состояние ядер ^{33}S и ^{99}Mo . Такая схема связи обычно используется во многих работах по подбору слиянию.

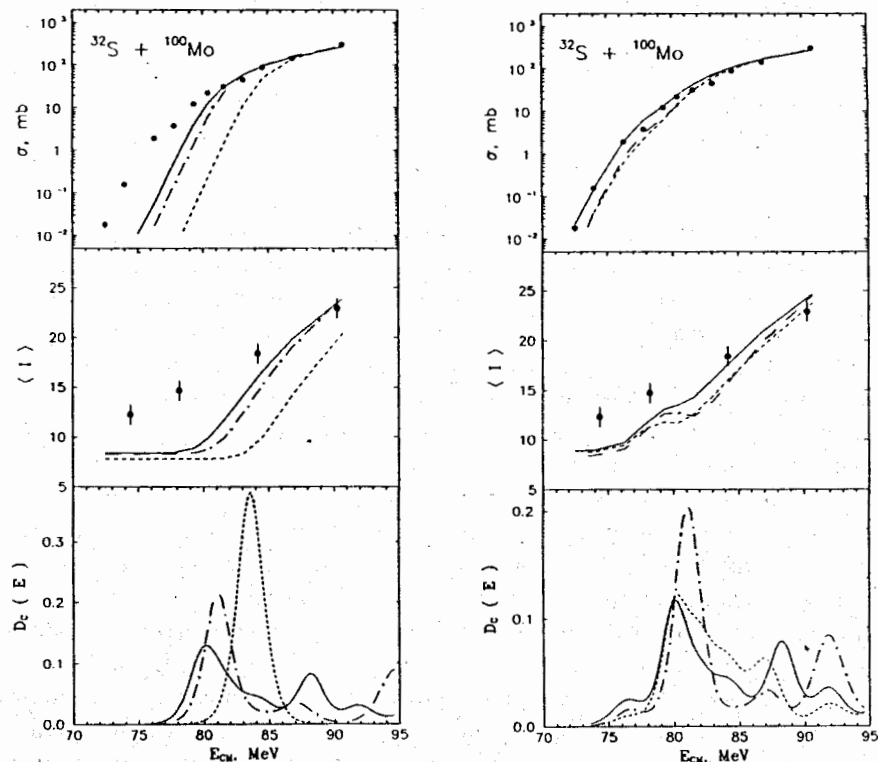


Рис. 1.

Рис. 2.

Рис.1. Сечение слияния, средний угловой момент и распределение барьеров в реакции $^{32}\text{S} + ^{100}\text{Mo}$. Штриховые линии – одномерная модель, штрихпунктирные – учтены нижайшие состояния и передача 1 нейтрона, сплошные – учтены двухфононные состояния и однофононные состояния в соседних ядрах. Экспериментальные данные взяты из работ [13,22].

Рис.2. То же самое, что и на рис.1, но с учетом передачи 2 нейтронов. Сплошные линии – учтены все связи между состояниями, штрихпунктирные – учтены только прямые связи с входным каналом, штриховые линии – учтены только промежуточные связи со сложными состояниями.

Описание экспериментальных данных заметно улучшается в этом случае, но расхождения все еще значительны. Отметим также, что в рас-

пределении барьеров заметно выделены два барьера – нижайший и высоколежащий.

Сплошной линией на этом рисунке мы показали расчет, когда к предыдущему случаю добавлены двухфононные состояния во входном канале и однофононные возбуждения в соседних ядрах ^{33}S и ^{99}Mo после передачи одного нейтрона. (Параметры возбужденных состояний нечетных ядер мы взяли из табл.1 для четно-четных ядер). В этом случае мы значительно увеличили число промежуточных связей между уровнями. Двухфононные состояния связаны не только с основным состоянием, но и с соответствующим однофононным, а однофононные состояния в соседних ядрах связаны фактором одонейтронной передачи. Видно, что учет этих связей приводит к качественному изменению распределения барьеров – распределение становится более равномерным и гладким, хотя сдвиг кривых для сечения и углового момента относительно предыдущего случая незначителен.

На рис.2 сплошной кривой показан расчет, когда к предыдущему случаю добавляется канал двухнейтронной передачи с большой положительной величиной $Q_{\text{реакц}}$, который связан переходами в основные состояния системы во входном канале и в канале с передачей одного нейтрона. Как видно из рисунка, мы получили вполне удовлетворительное описание экспериментальных данных во всей области энергий. Вариацией параметров связи в каналах с перестройкой и добавлением возбужденных состояний в канале двухнейтронной передачи можно улучшить описание данных, но это целесообразно делать совместно с описанием данных по реакциям передач. Отметим, что уже сейчас в расчетах учтено 15 уровней системы.

Рассмотрим, к каким изменениям приведет выключение различных типов связи между состояниями. Штрихпунктирной линией на рис.2 показан расчет, когда оставлены только прямые связи основного состояния системы со всеми остальными уровнями. Видно, что в распределении барьеров опять резко выделены два состояния, как и на аналогичной кривой на рис.1, хотя качество описания экспериментальных данных изменилось незначительно по сравнению с предыдущим случаем.

Штриховой линией на рис.2 показан расчет, когда выключены прямые переходы в двухфононные состояния и в канал с передачей двух нейтронов. Описание данных ухудшилось незначительно, но ширина кривой для распределения барьеров заметно сузилась. Этот вариант расчета можно

сравнить с моделью гармонического осциллятора, где связь осуществляется только между соседними уровнями, различающимися на энергию фонона ε . В такой модели существует аналитическое решение для матрицы, диагонализующей систему уравнений[16]. Энергии и весовые множители равны

$$\varepsilon_m = m\varepsilon - F^2/\varepsilon, \quad P_m = \langle N \rangle^m / m! \exp(-\langle N \rangle), \quad (23)$$

где F – сила связи относительного движения с внутренними степенями свободы и $\langle N \rangle = F^2/\varepsilon^2$. Из этих выражений видно, что с увеличением коллективности уровней дисперсия распределения Пуассона $\sigma^2 = \langle N \rangle$, определяющая ширину распределения барьеров, увеличивается, и форма кривой приближается к гауссовской. В нашем варианте расчета выделен один уровень, т.е. этот предельный случай еще не достигается.

Таким образом, из рис.2 можно сделать вывод, что наибольшей чувствительностью к характеру связи между состояниями обладает распределение барьеров. Это же можно увидеть и на рис.3, где мы сравнили расчеты, полученные в методе сильной связи каналов (сплошные линии), в модели Стельсона[8] (штрихпунктирные линии) и в модели Вонга[6] (штриховые линии), предполагая статическую деформацию ядра ^{100}Mo . (Параметры последних двух моделей подобраны для получения наилучшего описания экспериментальных данных.) Все модели одинаково хорошо описывают сечения слияния, но в модели Вонга получено несколько лучшее описание среднего углового момента. Отметим, что формы кривых для распределения барьеров в методе связанных каналов и в модели Стельсона близки. Модель Вонга предсказывает для этой реакции меньшую ширину, хотя подобранный параметр статической деформации $\beta_2=0,24$ и оказался большим по сравнению с общепринятым (см. табл. 1). По-видимому, здесь необходимо учесть и деформацию ядра ^{32}S .

4. Изотопические эффекты в слиянии молибдена и серы

В реакции $^{36}\text{S} + ^{96}\text{Mo}$ нет каналов с положительным значением $Q_{\text{реакц}}$, и нижайшие состояния сталкивающихся ядер имеют большую энергию возбуждения и меньшую силу связи с основным состоянием по сравнению

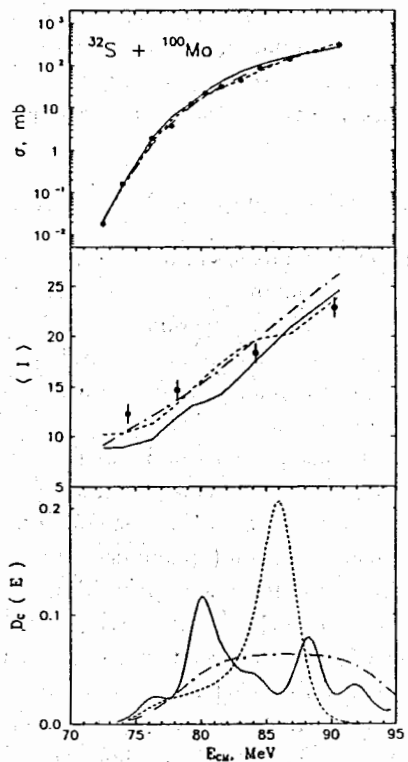


Рис. 3.

Рис.3. Сравнение различных моделей в описании реакции $^{32}\text{S} + ^{100}\text{Mo}$. Сплошные линии – метод связанных каналов, штрихпунктирные – модель Стельсона, штриховые линии – модель Вонга.

Рис.4. Сравнение различных моделей в описании реакции $^{36}\text{S} + ^{96}\text{Mo}$. Сплошные линии – метод связанных каналов, штрихпунктирные – модель Стельсона, штриховые линии – одномерная модель.

с предыдущей реакцией $^{32}\text{S} + ^{100}\text{Mo}$. Таким образом, эффект от связи каналов в этом случае будет менее значительным. На рис.4 сплошными линиями мы показали расчет, аналогичный приведенному на рис.3, для реакции $^{36}\text{S} + ^{96}\text{Mo}$. Параметры связи с каналами одно- и двухнейтрон-

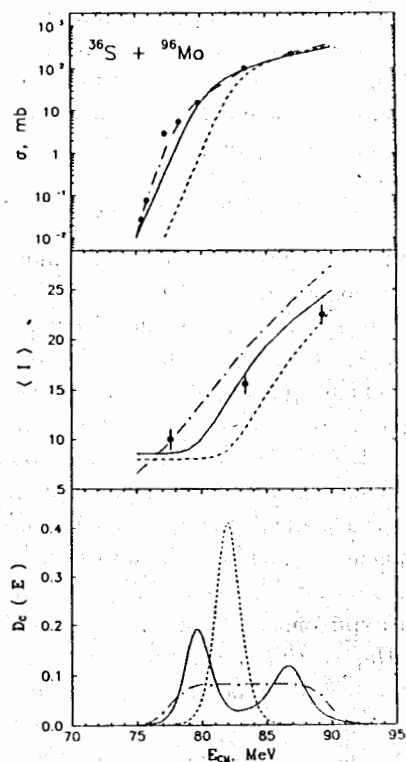


Рис. 4.

ных передач взяты теми же самыми, что и в первой реакции. Штриховыми линиями показан расчет в одноканальном приближении. Из рисунка видно, что есть просто энергетический сдвиг между кривыми для сечений слияния и углового момента без изменения наклона, причем этот сдвиг оказывается меньше сдвига между кривыми на рис.1 для реакции $^{32}\text{S} + ^{100}\text{Mo}$, в которой учтено меньшее количество уровней. В спектре барьеров присутствуют только два уровня, и это указывает, что промежуточные связи с состояниями сложной природы, такие, как двухфонные или однофонные в соседних по числу нейтронов ядрах, здесь также играют меньшую роль при формировании распределений "эффективных" барьеров.

Экспериментальные данные в двух рассматриваемых реакциях, проанализированные нами на основе модели Стельсона, описываются со следующими значениями параметров: $B_m=86,4$ МэВ, $B_t=77,7$ МэВ, $R_B=12,8$ фм и $\Omega=2,4$ МэВ для реакции $^{32}\text{S} + ^{100}\text{Mo}$ и $B_m=83,6$ МэВ, $B_t=77,3$ МэВ, $R_B=12,5$ фм и $\Omega=1,1$ МэВ для реакции $^{36}\text{S} + ^{96}\text{Mo}$. Расчет по модели Стельсона для последней реакции показан на рисунке 4 штрихпунктирными линиями. Полученные значения параметров показывают, что разности $B_m - B_t$, определяющие ширину распределений барьеров и наклон в сечении слияния при промежуточных энергиях (см. ф-лу 4), и параметры Ω , определяющие наклон в сечении при низких энергиях заметно отличаются для двух реакций, и эта разница хорошо описывается в методе сильной связи каналов.

Таким образом, метод сильной связи каналов при достаточном количестве учитываемых уровней способен воспроизвести результаты феноменологической модели Стельсона, наиболее успешно используемой в настоящее время при описании экспериментов по подбарьерному слиянию. Тонкую структуру в распределении барьеров, предсказываемую в методе сильной связи каналов, по-видимому, можно будет в ближайшее время проверить экспериментально.

5. Заключение

Правильное описание сечений и среднего углового момента в двух реакциях, приводящих к одному и тому же составному ядру, получено в данной работе без привлечения механизма образования шейки в промежутке между ядрами на начальной стадии реакции. Таким образом,

модель сильной связи каналов хорошо работает в рассматриваемом диапазоне масс ядер и энергий.

Мы показали что важны не только прямые связи основного состояния системы с возбужденными, но и промежуточные связи. Промежуточные связи значительно обогащают спектр распределения барьеров, приближая форму распределения к прямоугольной.

Каналы передач с $Q_{реакц} > 0$ изменяют наклоны в сечении слияния и среднем угловом моменте при промежуточных энергиях и оказываются очень важными для правильного описания данных. Необходимы дальнейшие экспериментальные и теоретические исследования по уточнению формфакторов реакций одно- и двухнуклонных передач.

Различия между моделями наиболее заметны в распределении барьеров, поэтому получение экспериментальных данных для распределений барьеров чрезвычайно актуально.

Литература

- [1] Dasso C.H., Landowne S., Winter A.// Nucl. Phys. 1983. Vol. A405. P. 381.
- [2] Пермяков В.П., Шилов В.М.// ЭЧАЯ. 1989. Т. 20. С. 1396.
- [3] Broglia R.A., Dasso C.H., Landowne S., Winter A.// Phys. Rev. 1983. Vol. C27. P. 2433.
- [4] Esbensen H., Landowne S.// Phys. Rev. 1987. Vol. C35. P. 2090.
- [5] Aguiar C.E. e.a.// Nucl. Phys. 1989. Vol. A500. P. 195.
- [6] Wong C.Y.// Phys. Rev. Lett. 1973. Vol. 31. P. 766.
- [7] Esbensen H.// Nucl. Phys. 1981. Vol. A352. P. 147.
- [8] Stelson P.H.// Phys. Lett. 1988. Vol. B205. P. 190.
- [9] Ramamurthy V.S. e.a.// Phys. Rev. 1990. Vol. C41. P. 2702.
- [10] Wilczynski J., Siwek-Wilczynska K.// Nucl. Phys. 1990. Vol. A511. P. 429.
- [11] Rowley N., Satchler G.R., Stelson P.H.// Phys. Lett. 1991. Vol. B254. P. 25.
- [12] Wei J.X., Leigh J.R., Hinde D.J. e.a. //Phys. Rev. Lett. 1991. Vol. 67. P. 3368.
- [13] Hennrich H.J., Breitbach G., Kuhn W. e.a.// Phys. Lett. 1991. Vol. B258. P. 275.

- [14] Esbensen H., Landowne S.// Nucl. Phys. 1989. Vol. A492. P. 473.
- [15] Nagarajan M.A., Balantekin A.B., Takigawa N.// Phys. Rev. 1986. Vol. C34. P. 894.
- [16] Dasso C.H., Landowne S., Winter A.// Nucl. Phys. 1983. Vol. A407. P. 221.
- [17] Tanimura O., Makowka J., Mosel U.// Phys. Lett. 1985. Vol. B163. P. 317.
- [18] Воронов В.В., Соловьев В.Г.// ЭЧАЯ. 1983. Т. 14. С. 1380.
- [19] Blocki J. e.a.// Ann. Phys. 1977. Vol. 105. P. 427.
- [20] Landowne S. e.a.// Phys. Rev. 1987. Vol. C35. P. 597.
- [21] Stelson P.H., Kim H.J., Beckerman M. e.a.// Phys. Rev. 1990. Vol. C41. P. 1584.
- [22] Pengo R., Evers D., Lobner K.E.G. e.a.// Nucl. Phys. 1983. Vol. A411. P. 255.

Рукопись поступила в издательский отдел
11 ноября 1992 года.