

УДК 539.172; 539.173

**КЛАСТЕРНАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ СЛИЯНИЯ
И КВАЗИДЕЛЕНИЯ В РЕАКЦИЯХ
С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ**

Г. Г. Адамян, Н. В. Антоненко, Р. В. Джолос, А. К. Насиров

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
Лаборатория теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова

НОВАЯ МОДЕЛЬ СЛИЯНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР	131
РАСЧЕТ СЕЧЕНИЙ ИСПАРИТЕЛЬНЫХ ОСТАТКОВ	132
ОБОСНОВАНИЕ МОДЕЛИ ДЯС	134
КВАЗИДЕЛЕНИЕ В МОДЕЛИ ДЯС	135
ДИФфуЗИОННЫЕ ПОДХОДЫ К ОПИСАНИЮ ДЯС	136
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	136
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	136

УДК 539.172; 539.173

КЛАСТЕРНАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ СЛИЯНИЯ И КВАЗИДЕЛЕНИЯ В РЕАКЦИЯХ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

Г. Г. Адамян, Н. В. Антоненко, Р. В. Джолос, А. К. Насиров

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
Лаборатория теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова

Предложена новая модель слияния ядер, которая позволяет описывать сечения образования сверхтяжелых элементов и выходы продуктов квазиделения. Кластерная интерпретация позволяет обосновать предпочтительность движения двойной ядерной системы к составному ядру по координате массовой асимметрии. Подбарьерные процессы рассматриваются на основе теории открытых квантовых систем.

New model of nuclear fusion is suggested to describe the formation cross sections of superheavy nuclei and the yields of quasifission products. Cluster interpretation allows us to prove the preference of the dinuclear system motion in mass asymmetry coordinate to the compound nucleus. Subbarrier processes are considered with the theory of open quantum systems.

1. НОВАЯ МОДЕЛЬ СЛИЯНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

Интерес к изучению механизма слияния тяжелых ядер в настоящее время вызван экспериментальными результатами по синтезу сверхтяжелых элементов. Сверхтяжелые ядра с $Z = 106 \div 112$ были получены в реакциях холодного слияния $X + {}^{208}\text{Pb}$ и ${}^{209}\text{Bi}$ [1]. Реакции горячего слияния ${}^{48}\text{Ca} + {}^{232}\text{Th}$, ${}^{238}\text{U}$, ${}^{242,244}\text{Pu}$ и ${}^{248}\text{Cm}$ использовались для синтеза ядер с $Z = 110, 112, 114$ и 116 [2].

Существующие модели слияния ядер различаются выбором коллективной координаты, вдоль которой происходит слияние. В первых теоретических расчетах сечения слияния динамика образования составного ядра не рассматривалась, а просто постулировалось, что после захвата налетающей частицы ядром-мишенью слияние происходит неизбежно. Многие модели, появившиеся позже, предполагали слияние вдоль координаты относительного расстояния R между центрами ядер. Однако в рамках двухцентровой оболочечной модели было показано, что такой адиабатический сценарий слияния приводит к сильной переоценке и противоположной изотопической зависимости вероятности слияния.

Предложенная принципиально новая модель слияния ядер основывается на концепции двойной ядерной системы (ДЯС) [3]. ДЯС формируется в столкновениях ядер при значениях кинетической энергии на нуклон ниже энергии Ферми и затем эволюционирует к равновесному состоянию составного ядра или разваливается на два фрагмента. В модели ДЯС [4–10] слияние представляется как эволюция ДЯС к составному ядру за счет передачи нуклонов из легкого ядра в тяжелое, т. е. как движение по массовой асимметрии $\eta = (A_1 - A_2)/(A_1 + A_2)$, где A_1 и A_2 — массовые числа ядер в ДЯС, и относительному расстоянию соответственно. Квазиделение рассматривается как распад ДЯС, т. е. движение к большим R . Из-за квазиделения сечение слияния в реакциях с тяжелым ядрами сильно уменьшается. Модель ДЯС дает возможность обнаружить новые важные особенности полного слияния: 1) появление специфического внутреннего барьера слияния по координате массовой асимметрии при $\eta = \eta_{BG}$; 2) конкуренция между полным слиянием и квазиделением в эволюции ДЯС к составному ядру.

2. РАСЧЕТ СЕЧЕНИЙ ИСПАРИТЕЛЬНЫХ ОСТАТКОВ

В соответствии с моделью ДЯС сечение испарительных остатков в реакциях, ведущих к сверхтяжелым элементам, записывается в виде произведения трех множителей [7, 8]:

$$\sigma_{ER}(E_{cm}) = \sigma_c(E_{cm})P_{CN}(E_{cm}, J = 0)W_{sur}(E_{cm}, J = 0). \quad (1)$$

Здесь σ_c — эффективное сечение захвата налетающего ядра ядром-мишенью; P_{CN} — вероятность полного слияния, зависящая от конкуренции между полным слиянием и квазиделением, и W_{sur} — вероятность выживания составного ядра по отношению к делению в процессе девозбуждения.

$$\sigma_c(E_{cm}) \approx \pi\lambda^2(J_{max} + 1)^2 T(E_{cm}, J = 0),$$

где T описывает вероятность прохождения кулоновского барьера, $J_{max} \approx 10-20$ ограничивается зависимостью W_{sur} от углового момента J . Для расчета P_{CN} используется уравнение Фоккера–Планка [5] или выражение [6]:

$$P_{CN} \approx \frac{\lambda_\eta^{Kr}}{\lambda_R^{Kr} + \lambda_\eta^{Kr}}, \quad (2)$$

где для квазистационарных потоков вероятности через барьеры слияния ($B_\eta = B_{fus}^* \lambda_\eta^{Kr}$) и квазиделения ($B_R = B_{qf}$) λ_R^{Kr} используются известные формулы Крамерса. В случае $B_{fus}^* \gg B_{qf}$ в (2) вводится поправка для учета переходного времени установления квазистационарного режима. Благодаря конкуренции между полным слиянием и квазиделением вероятность слияния сильно

уменьшается с уменьшением асимметрии η во входном канале, что прекрасно согласуется с экспериментом.

Вероятность выживания составного ядра при испарении x нейтронов вычисляется по формуле [10]:

$$W_{\text{sur}}(E_{CN}^*) \approx P_{xn}(E_{CN}^*) \prod_{i=1}^x \frac{\Gamma_n(E_{CN_i}^*)}{\Gamma_n(E_{CN_i}^*) + \Gamma_f(E_{CN_i}^*)}, \quad (3)$$

где P_{xn} — вероятность реализации xn -канала при энергии $E_{CN}^* = E_{cm} - Q$; i — номер испарительного шага; Γ_n и Γ_f — парциальные ширины для эмиссии нейтрона и деления соответственно. Γ_n/Γ_f можно найти, используя либо простые формулы, как в [7], либо имеющиеся статистические программы [11].

Барьеры слияния по η и квазиделения определяются из расчета потенциальной энергии ДЯС, определяемой через сумму энергий связи B_i ($i = 1, 2$) ядер ДЯС и ядро-ядерного потенциала $V(R, \eta)$:

$$U(R, \eta) = B_1 + B_2 + V(R, \eta). \quad (4)$$

Оболочечные эффекты включены в энергии связи. В модели ДЯС энергетический порог для полного слияния меньше, чем порог, предсказанный в макроскопических моделях. Изотопическая зависимость σ_{ER} в основном определяется P_{CN} и W_{sur} [8]. В реакциях холодного слияния с ростом числа нейтронов в ядре-снаряде W_{sur} увеличивается, а P_{CN} может уменьшаться настолько, что зависимость σ_{ER} от числа нейтронов в системе становится слабой. В реакциях же слияния, приводящих к актинидам, увеличение числа нейтронов в налетающем ядре заметно увеличивает σ_{ER} .

В модели ДЯС успешно объяснены экспериментальные данные по слиянию тяжелых ядер [4–10] и наблюдаемое быстрое падение сечения слияния в

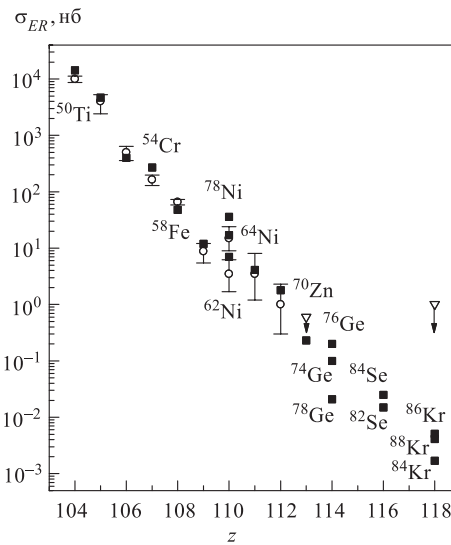


Рис. 1. Рассчитанные сечения испарительных остатков (квадратики) в реакциях холодного слияния $X + ^{208}\text{Pb}$, ^{209}Bi сравниваются с экспериментальными данными (кружки). Треугольники со стрелками обозначают достигнутый предел сечения в экспериментах GSI, в которых продукты полного слияния не были зафиксированы

реакциях $X + {}^{208}\text{Pb}$, ${}^{209}\text{Bi}$ с увеличением заряда составного ядра (рис. 1) [8]. Предсказательная сила модели заключается в возможности описать сечения слияния в реакциях, для которых экспериментальные значения отличаются на несколько порядков величины.

3. ОБОСНОВАНИЕ МОДЕЛИ ДЯС

Для обоснования сохранения индивидуальности ядер, которая предполагается в эволюции ДЯС к составному ядру, мы использовали концепцию структурного запрета слияния ядер. С помощью этого метода учитывается оболочечная структура ядер и принцип Паули при нахождении энергетического порога для слияния по R при фиксированном η . Найденные величины порогов для ДЯС с малым η оказались слишком большими, чтобы надеяться на слияние тяжелых ядер по R [12]. Благодаря этому длительное время сохраняется индивидуальность ядер в ДЯС. Величина структурного запрета уменьшается с ростом массовой асимметрии во входном канале и при $|\eta| > |\eta_{BG}|$ быстро стремится к нулю. Большой структурный запрет обеспечивает также бинарность реакции до энергии порядка 30 МэВ/нуклон.

Временной переход между диабатическим (входной канал реакции) и адиабатическим режимами — достаточно медленный процесс, который не успевает завершиться за время слияния [13, 14]. Сливающаяся система не имеет достаточно времени для разрушения «памяти» о структурном запрете на движение к составному ядру по R . Даже при выборе параметров, при котором вероятность слияния по R максимальна, P_{CN}^R намного меньше P_{CN}^η (табл.).

Двухцентровая оболочечная модель использовалась при изучении адиабатического механизма слияния, который связан с быстрым ростом шейки

Сравнение вероятностей слияния $P_{CN}^{R,\eta}$ по координатам R и η с экспериментальными значениями P_{CN}^{exp} . Параметры были выбраны так, чтобы получить максимальную величину P_{CN}^R

Реакции	P_{CN}^R	P_{CN}^η	P_{CN}^{exp}
${}^{90}\text{Zr} + {}^{90}\text{Zr} \rightarrow {}^{180}\text{Hg}$	$2 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-1}$	$\sim 10^{-1}$
${}^{100}\text{Mo} + {}^{100}\text{Mo} \rightarrow {}^{200}\text{Po}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-2}$
${}^{110}\text{Pd} + {}^{110}\text{Pd} \rightarrow {}^{220}\text{U}$	$4 \cdot 10^{-7}$	$3 \cdot 10^{-4}$	$\sim 10^{-4}$
${}^{56}\text{Cr} + {}^{164}\text{Er} \rightarrow {}^{220}\text{U}$	$2 \cdot 10^{-3}$	$6 \cdot 10^{-1}$	
${}^{76}\text{Ge} + {}^{170}\text{Er} \rightarrow {}^{246}\text{Fm}$	$3 \cdot 10^{-12}$	$6 \cdot 10^{-4}$	$8 \cdot 10^{-4}$
${}^{86}\text{Kr} + {}^{160}\text{Gd} \rightarrow {}^{246}\text{Fm}$	$2 \cdot 10^{-16}$	$7 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^{-5}$

при переходе ДЯС к составному ядру. Считается, что адиабатическое слияние происходит через долину деления. Для оценки вероятности слияния использовалась формула Крамерса. Полученные вероятности [15] оказались на несколько порядков больше экспериментальных значений. Например, в реакции $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$ вероятность слияния вблизи кулоновского барьера через долину деления равна 10^{-2} , а эксперимент дает лишь $5 \cdot 10^{-5}$. Причина такого несогласования — в отсутствии запретов на рост шейки и движение к меньшим R в адиабатической модели.

Используя двухцентровую оболочечную модель и метод принудительного вращения, мы рассчитали массовый параметр для шейки и исследовали его зависимость от различных характеристик ДЯС. По сравнению с гидродинамическим расчетом массовый параметр и коэффициент трения являются очень большими, препятствуют росту шейки и обеспечивают относительно большое время жизни ДЯС [15, 16].

4. КВАЗИДЕЛЕНИЕ В МОДЕЛИ ДЯС

Для описания зарядовых и массовых распределений продуктов квазиделения мы впервые учли распад ДЯС в уравнении для вероятности $P_Z(t)$ найти систему в момент времени t в состоянии, когда легкий фрагмент имеет заряд Z :

$$\frac{\partial P_Z(t)}{\partial t} = \Delta_{Z+1}^{(-)} P_{Z+1}(t) + \Delta_{Z-1}^{(+)} P_{Z-1}(t) - (\Delta_Z^{(+)} + \Delta_Z^{(-)} + \Lambda_Z^{qf}) P_Z(t), \quad (5)$$

где транспортные коэффициенты $\Delta_Z^{(\pm)}$ вычисляются микроскопически, и вероятность распада в единицу времени Λ_Z^{qf} определяется формулой Крамерса, когда известен барьер квазиделения как функция Z . Пример расчета зарядового распределения $Y_Z(t_0) = \Lambda_Z^{qf} \int_0^{t_0} P_Z(t) dt$, где

t_0 — время реакции, показан на рис. 2 для реакции $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U} \rightarrow ^{286}112$. Из проведенных вычислений следует, что $t_0 \approx (3-4) \cdot 10^{-20}$ с, и модель достаточно хорошо описывает эксперимент, демонстрируя важность учета структуры ядер при рассмотрении динамики ДЯС.

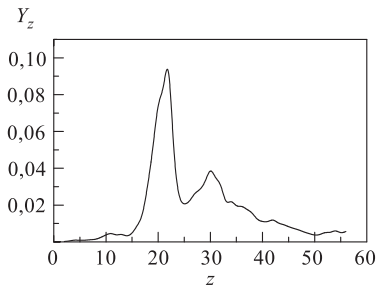


Рис. 2. Рассчитанное зарядовое распределение продуктов квазиделения в реакции $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U} \rightarrow ^{286}112$ при энергии, соответствующей энергии возбуждения составного ядра 33 МэВ

5. ДИФФУЗИОННЫЕ ПОДХОДЫ К ОПИСАНИЮ ДЯС

На основе общей формы мастер-уравнения для открытых квантовых систем рассмотрено туннелирование через потенциальный барьер [17, 18]. Получено простое выражение замкнутой формы для потока через параболический барьер с помощью техники интегралов по путям. Туннелирование в открытых квантовых системах сильно зависит от связи со средой. Мы обнаружили, что при определенных обстоятельствах трение способствует туннелированию через барьер, но уменьшает прохождение через барьер для энергий выше барьера. В качестве приложения рассчитан распад метастабильного ядерного состояния.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нами получены следующие результаты.

— Создана принципиально новая модель слияния ядер, которая хорошо описывает экспериментальные данные и демонстрирует решающую роль квазиделения в уменьшении сечения слияния тяжелых ядер. Рассчитаны сечения образования сверхтяжелых ядер в реакциях холодного и горячего слияния.

— Предложен метод для расчета зарядовых и массовых распределений продуктов квазиделения.

— Исследована зависимость проницаемости барьера от трения в ядерных системах.

— Модель ДЯС успешно используется в описании сильнодеформированных ядерных состояний [19] и октапольных вибраций.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hofmann S., Münzenberg G. // Rev. Mod. Phys. 2000. V. 72. P. 733.
2. Oganessian Yu. Ts. et al. // Eur. Phys. J. A. 1999. V. 5. P. 63; Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 3154.
3. Волков В. В. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1986. Т. 50. С. 1879.
4. Antonenko N. V. et al. // Phys. Rev. C. 1995. V. 51. P. 2635.
5. Adamian G. G., Antonenko N. V., Scheid W. // Nucl. Phys. A. 1997. V. 618. P. 176.
6. Adamian G. G. et al. // Nucl. Phys. A. 1997. V. 627. P. 361.
7. Adamian G. G. et al. // Nucl. Phys. A. 1998. V. 633. P. 409; Nuovo Cim. A. 1997. V. 110. P. 1143.
8. Adamian G. G., Antonenko N. V., Scheid W. // Nucl. Phys. A. 2000. V. 678. P. 24.
9. Jolos R. V., Nasirov A. K., Muminov A. I. // Eur. Phys. J. A. 1999. V. 4. P. 245.
10. Cherepanov E. A. JINR Preprint E7-99-27. Dubna, 1999.
11. Adamian G. G. et al. // Phys. Rev. C. 2000. V. 62. P. 064303.

12. Adamian G. G., Antonenko N. V., Tchulvil'sky Yu. M. // Phys. Lett. B. 1999. V. 451. P. 289.
13. Diaz-Torres A. et al. // Phys. Lett. B. 2000. V. 481. P. 228.
14. Diaz-Torres A., Antonenko N. V., Scheid W. // Nucl. Phys. A. 1999. V. 652. P. 61.
15. Adamian G. G. et al. // Nucl. Phys. A. 1999. V. 646. P. 29.
16. Adamian G. G. et al. // Nucl. Phys. A. 2000. V. 671. P. 245.
17. Adamian G. G., Antonenko N. V., Scheid W. // Phys. Lett. A. 1998. V. 244. P. 482; Phys. Lett. A. 1999. V. 260. P. 39.
18. Palchikov Yu. V. et al. // J. Phys. A. 2000. V. 33. P. 4265.
19. Shneidman T. M. et al. // Nucl. Phys. A. 2000. V. 671. P. 119.