

УДК 539.17

ОСОБЕННОСТИ РЕАКЦИЙ СИНТЕЗА ТЯЖЕЛЫХ И СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В РАМКАХ КОНЦЕПЦИИ ДВОЙНОЙ ЯДЕРНОЙ СИСТЕМЫ

*Г.Г.Адамян, Н.В.Антоненко, В.В.Волков,
А.К.Насиров, Е.А.Черепанов, В.Шайд**

Концепция двойной ядерной системы применена к анализу ядерных реакций, используемых для синтеза тяжелых и сверхтяжелых элементов. Получены данные для минимальной энергии возбуждения составных ядер в реакциях холодного синтеза элементов с Z от 102 до 114. Разработана модель конкуренции полного слияния и квазиделения, позволяющая рассчитывать вероятность формирования составного ядра после реализации захвата. Показано, что в реакциях холодного слияния квазиделение является главным фактором падения величины сечения образования элемента с ростом его Z .

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н.Флерова ОИЯИ.

Peculiarities of the Reactions of Heavy and Superheavy Element Synthesis within the Dinuclear System Concept

G.G.Adamian et al.

The dinuclear system concept is used for the analysis of the reactions of heavy and superheavy element synthesis. The minimum excitation energy of the compound nucleus of elements from 102 to 114 was obtained in the cold fusion reactions. The model of competition between complete fusion and quasi-fission was elaborated. The model allows calculating the probability of the compound nucleus formation after the capture stage. It is shown that quasi-fission is the main factor of decreasing the production cross sections of the elements with increasing the atomic number Z .

The investigation has been performed at the Flerov Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

1. Введение

Успешный синтез 110, 111, 112 элементов [1—3] и предсказание теорией существования области повышенной стабильности тяжелых деформированных ядер [4] вновь привлекли внимание к проблеме синтеза сферических сверхтяжелых элементов (СТЭ). В ОИЯИ (Дубна) и GSI (Дармштадт) ведется подготовка экспериментов, в которых надеются синтезировать ядра 114 элемента. Экспериментаторы, работающие в этой

*Институт теоретической физики университета им.Юстуса-Либига, D-35392, Гиссен, Германия

области, нуждаются в теоретических оценках свойств СТЭ — времен их жизни и мод радиоактивного распада, ожидаемых сечений их образования и оптимальной энергии облучения. В настоящей работе на основе концепции двойной ядерной системы для процесса формирования составного ядра (КДЯС) рассматриваются:

— минимальная энергия возбуждения составных ядер в реакциях холодного синтеза $102 + 114$ элементов;

— роль квазиделения в снижении сечения образования тяжелых элементов и СТЭ.

Разработана модель конкуренции между полным слиянием и квазиделением, позволяющая оценить вероятность формирования составного ядра после реализации захвата.

2. Краткая характеристика концепции двойной ядерной системы

Подробное описание КДЯС, в сравнении с существующими моделями полного слияния ядер, можно найти в [5]. Здесь мы даем лишь краткую характеристику КДЯС, предваряющую результат нашей работы. Основная идея КДЯС — предположение об однотипности реакций полного слияния ядер и реакций глубокоэластичных передач, позволяющее использовать уникальную информацию о взаимодействии ядер, полученную при изучении реакций глубокоэластичных передач, для раскрытия механизма формирования составного ядра. Согласно КДЯС, процесс полного слияния ядер протекает следующим образом. На стадии захвата, после полной диссипации кинетической энергии столкновения формируется двойная ядерная система (ДЯС). Полное слияние ядер идет как эволюционный процесс, в котором нуклоны одного из ядер системы последовательно, оболочка за оболочкой, передаются другому ядру. Благодаря оболочечной структуре ядра ДЯС сохраняют свою индивидуальность на протяжении всего процесса эволюции ДЯС к составному ядру.

Эволюция ДЯС определяется ее потенциальной энергией, являющейся функцией массовой асимметрии системы $\eta = (A_1 - A_2) / (A_1 + A_2)$, углового момента J и расстояния между центрами ядер R :

$$U(R, \eta, J) = B_1 + B_2 + V(R, \eta, J) - [B_{cn} + V_{\text{rot}}(J)]. \quad (1)$$

Здесь B_1, B_2 и B_{cn} — энергии связи ядер, входящих в ДЯС, и составного ядра; $V(R, \eta, J)$ — ядро-ядерный потенциал, включающий в себя кулоновский, ядерный и центробежный потенциалы:

$$V(R, \eta, J) = V_c(R, \eta) + V_n(R, \eta) + V_{\text{rot}}(R, \eta, J). \quad (2)$$

Ядерный потенциал рассчитывается методом двойной свертки [6], центробежный потенциал берется для твердотельного момента инерции системы. Изотопный состав ядер ДЯС соответствует условиям равновесия для отношения числа протонов и нейтронов в системе. Потенциальная энергия ДЯС отсчитывается от потенциальной энергии вращающегося составного ядра ($B_{cn} + V_{\text{rot}}$).

КДЯС позволяет выявить две важные особенности в процессе полного слияния массивных ядер:

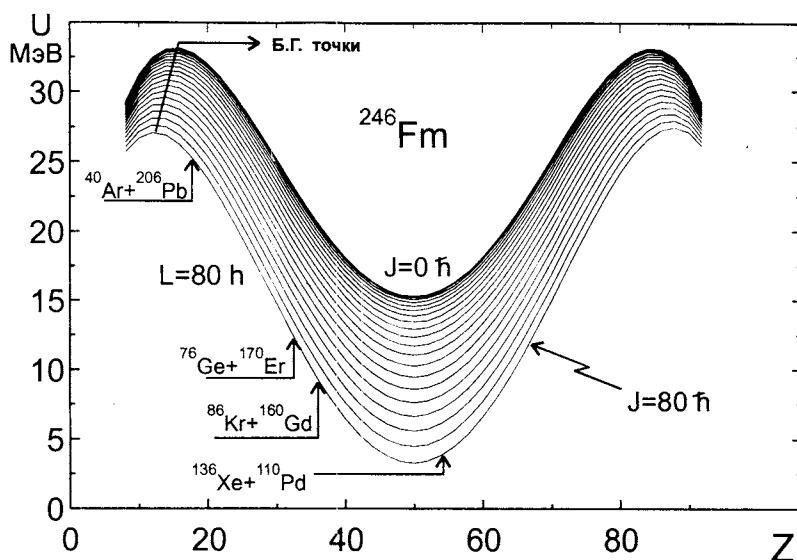


Рис.1. Потенциальная энергия ДЯС, формирующихся в реакциях: $^{40}\text{Ar} + ^{206}\text{Pb}$, $^{76}\text{Ge} + ^{170}\text{Er}$, $^{86}\text{Kr} + ^{160}\text{Gd}$, $^{136}\text{Xe} + ^{110}\text{Pd}$. Потенциальная энергия представлена как функция атомного номера одного из ядер ДЯС (Z) и углового момента ДЯС (J). Б.Г. — точки Бусинаро — Галлоне

— существование внутреннего потенциального барьера по координате $\eta - B_{\text{fus}}^*$;

— конкуренцию между каналами полного слияния и квазиделения в процессе эволюции ДЯС к составному ядру.

На рис.1 представлена потенциальная энергия ДЯС, которая формируется в четырех ядерных реакциях с различной зарядовой и массовой асимметрией, но дающих одно и то же составное ядро ^{246}Fm [7]. Стрелками указаны входные точки реакций. Из формы потенциальной энергии следует, что ДЯС в процессе эволюции к составному ядру должна преодолеть потенциальный барьер, величина которого зависит от исходной массовой (зарядовой) асимметрии системы. Для реакции $^{40}\text{Ar} + ^{206}\text{Pb}$ B_{fus}^* не превышает нескольких МэВ, для реакции $^{136}\text{Xe} + ^{110}\text{Pb}$ B_{fus}^* возрастает до двух десятков МэВ. На рис.2 представлены ядро-ядерные потенциалы в этих же реакциях для столкновений с $l = 0$. Видно, как уменьшается глубина потенциального кармана с уменьшением зарядовой асимметрии ДЯС.

У исходной ДЯС есть два пути эволюции вдоль координаты η . Первый путь после преодоления B_{fus}^* приводит систему к составному ядру. Второй путь может завершиться формированием симметричной ДЯС. В ходе эволюции возбужденная ДЯС может распасться на два ядра-фрагмента — происходит квазиделение. Квазиделение связано с преодолением потенциального барьера B_{df}^* , вдоль координаты R , поскольку ДЯС на-

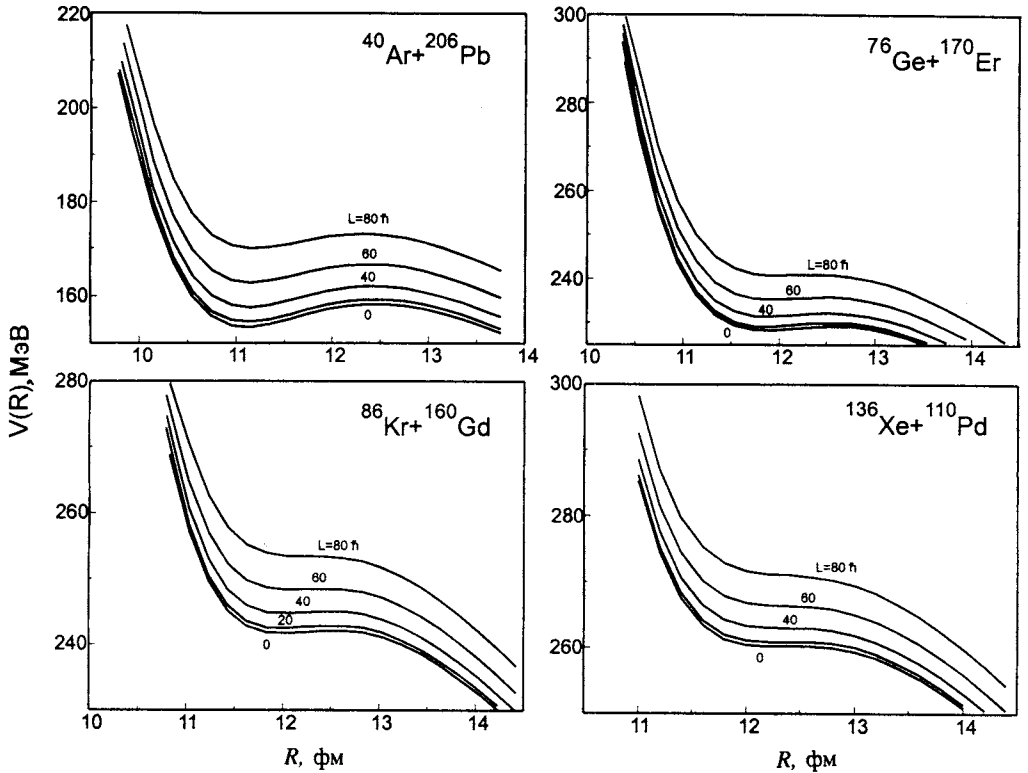


Рис.2. Ядро-ядерный потенциал в реакциях: $^{40}\text{Ar} + ^{206}\text{Pb}$, $^{76}\text{Ge} + ^{170}\text{Er}$, $^{86}\text{Kr} + ^{160}\text{Gd}$, $^{136}\text{Xe} + ^{110}\text{Pd}$. R — расстояние между центрами ядер. На кривых указаны угловые моменты столкновений

ходится на дне кармана ($R = R_m = R_1 + R_2 + 0,5$ фм, где R_1 и R_2 — радиусы ядер ДЯС) в потенциале $V(R, \eta, J)$. Для очень массивных ДЯС при уменьшении η барьер квазиделения B_{qf} может вообще исчезнуть из-за сильного возрастания кулоновского отталкивания между ядрами, и система легко распадается на два ядра-фрагмента. Энергия для преодоления потенциальных барьеров B_{fus}^* и B_{qf} берется из энергии возбуждения ДЯС. Статистический характер процесса эволюции ДЯС порождает конкуренцию между каналами полного слияния и квазиделения.

3. Минимальная энергия возбуждения составного ядра

В реакциях синтеза СТЭ ожидаемый выход ядер мал. При синтезе 112 элемента за многонедельное облучение было зарегистрировано всего два атома нового элемента, что соответствует сечению образования ~ 1 пб. При столь низком выходе важно знать минимальную энергию возбуждения составного ядра $E_{min}^*(cn)$ и соответствующую ей

энергию бомбардирующих ионов. Оценки $E_{\min}^*(cn)$ в рамках существующих теоретических моделей полного слияния приводят к очень большим значениям $E_{\min}^*(cn)$. Так, в макроскопической динамической модели (МДМ) Святецкого [8] из-за огромного «экстра-экстра-пуша» $E_{\min}^*(cn)$ для 114 элемента достигает ~ 300 МэВ [9]. В модели с поверхностным трением Фребриха [10] $E_{\min}^*(cn)$ в окрестностях 114 элемента составляет около 50 МэВ. Экспериментальные же данные для $E_{\min}^*(cn)$ в реакциях холодного синтеза 102—112 элементов дают много меньшую величину, $10 + 15$ МэВ. Таким образом, наиболее популярные существующие модели полного слияния не могут быть использованы для оценки $E_{\min}^*(cn)$ в реакциях синтеза СТЭ.

В рамках КДЯС $E_{\min}^*(cn)$ определяется высотой внутреннего барьера слияния V_{fus}^* , отсчитываемой от потенциальной энергии составного ядра. Как можно видеть из рис.1, подавляющую часть $E_{\min}^*(cn)$ составное ядро получает при спуске ДЯС с вершины V_{fus}^* . Однако при подходе к вершине V_{fus}^* энергия возбуждения ДЯС мала, и система холодная. Исходя из этих особенностей реакций синтеза СТЭ в формуле (1) значения масс-дефектов B_1 брались не для жидкокапельных, а для реальных масс ядер. Была также учтена деформация тяжелого ядра ДЯС. Она бралась для его основного состояния. Ориентация ядер в ДЯС соответствовала минимуму потенциальной энергии системы.

В реакциях синтеза тяжелых элементов и СТЭ при девозбуждении выживают лишь составные ядра с небольшим угловым моментом ($J \leq 10\hbar$). Принимая во внимание значительный момент инерции массивных ядер ДЯС, можно пренебречь зависимостью от J как в потенциальной энергии ДЯС, так и в ядро-ядерном потенциале, полагая $U(R, \eta, J) \sim U(R, \eta)$ и $V(R, \eta, J) \sim V(R, \eta)$. Наиболее вероятный путь эволюции ДЯС в η - и R -пространстве проходит по дну долины потенциальной энергии:

$$U(R_m, \eta) = U(\eta).$$

Исходя из вида $U(\eta)$ и с учетом деформации тяжелого ядра ДЯС были рассчитаны значения $E_{\min}^*(cn)$ для реакций холодного синтеза элементов от 102 до 114. Они оказались близкими к экспериментальным значениям для $E_{\min}^*(cn)$, полученным в реакциях синтеза 102 + 112 элементов, но превышали их примерно на $5 + 8$ МэВ. После учета возможной деформации легкого элемента это превышение исчезло (см. рис.3). Деформация легкого элемента бралась для состояния 2^+ , если энергия этого состояния лежала ниже 1,5 МэВ. Изучение слияния ядер при энергиях столкновения около кулоновского барьера показывает высокую вероятность возбуждения таких состояний [11]. Таким образом, КДЯС дает возможность реалистически оценивать минимальную энергию возбуждения составного ядра при синтезе тяжелых и сверхтяжелых элементов. Соответствующая кинетическая энергия столкновения определяется соотношением $E_{\text{см}} = E_{\min}^*(cn) - Q$, где Q — энергия перестройки исходных ядер в составное ядро.

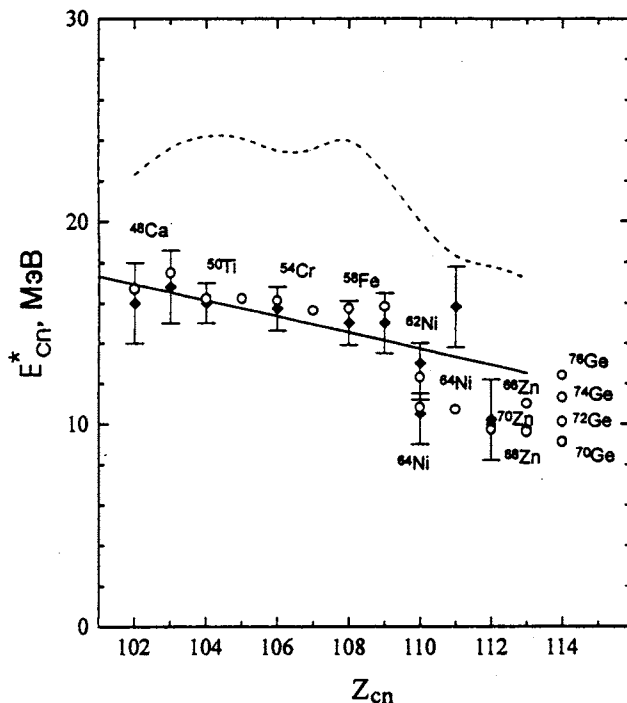


Рис.3. Энергия возбуждения составных ядер 102—114 элементов в реакциях холодного слияния, максимум (Н.И., 1n)-канала. Элементы с четным Z синтезированы с использованием Рb-мишени, с нечетным Z — Вi-мишени. Указаны бомбардирующие ядра. Зачерненные ромбы — экспериментальные данные, светлые кружки — расчетные данные с указанием бомбардирующего ядра. Экспериментальные данные для 112 элемента получены при облучении ^{70}Zn . Сплошная линия проведена для ориентации. Пунктирная линия указывает энергию возбуждения составного ядра при энергии столкновения, совпадающей с входным барьером по Бассу

4. Модель конкуренции между каналами полного слияния и квазиделения в ДЯС

Согласно КДЯС, сечение образования ядер тяжелых и сверхтяжелых элементов определяется следующим образом:

$$\sigma_{ER} = \sigma_c \cdot P_{cn} \cdot W_{sur}, \quad (3)$$

где σ_c — сечение захвата, P_{cn} — вероятность формирования составного ядра в условиях конкуренции между полным слиянием и квазиделением, W_{sur} — вероятность выживания составного ядра при его девозбуждении. Существуют модели для расчетов σ_c и W_{sur} , но нет моделей для расчетов P_{cn} в асимметричных ядерных реакциях, используемых для синтеза СТЭ.

Как известно, диссипативные коллективные движения большой амплитуды, реализующиеся в процессах деления, квазиделения, слияния ядер и глубоконаупругих передачах, могут быть описаны в рамках транспортной теории [12]. В предлагаемой нами модели эволюция ДЯС рассматривается как диффузионный процесс вдоль двух коллективных переменных η и R . Диффузия по η приводит к формированию составного ядра, диффузия по R — к квазиделению. Для описания диффузии используется квазистационарное двумерное решение уравнения Фоккера — Планка [12]. Квазистационарные скорости потоков вероятностей λ_{η}^{Kr} и λ_R^{Kr} через барьеры $B_{fus}^* = B_{\eta}$ и $B_{qf} = B_R$ устанавливают соотношение между каналами полного слияния и квазиделения в ДЯС. Вероятность полного слияния P_{cn} определяется по формуле

$$P_{cn} = \frac{\lambda_{\eta}^{Kr}}{\lambda_R^{Kr} + \lambda_{\eta}^{Kr}}, \quad (4)$$

где

$$\lambda_k^{Kr} = \frac{1}{2\pi} \frac{\omega_k^2}{\sqrt{\omega_k^{B_R} \omega_k^{B_{\eta}}}} \left(\sqrt{\left[\frac{(\Gamma/\hbar)^2}{\omega_k^{B_R} \omega_k^{B_{\eta}}} \right]^2 + 4} - \frac{(\Gamma/\hbar)^2}{\omega_k^{B_R} \omega_k^{B_{\eta}}} \right)^{1/2} \exp \left[-\frac{B_k}{\Theta} \right]. \quad (5)$$

Для асимметричных реакций, используемых в холодном синтезе СТЭ, начальные (входные) ДЯС находятся в локальном минимуме потенциала, который возникает из-за учета оболочечных эффектов (реальные энергии связи ядер B_i взяты в (1)). В этом случае мы можем использовать формулу (5) для оценки P_{cn} .

Как показал анализ [13,14], время достижения квазистационарного режима в эволюции по R и η много меньше характерного времени слияния ядер. Локальная термодинамическая температура θ рассчитывается по формуле $\theta = (E^*/a)^{1/2}$, где E^* — энергия возбуждения ДЯС и $a = A/12$ МэВ⁻¹. Величиной $\omega_k^{B_k}$ ($k, k' = R, \eta$) выражены частоты перевернутых гармонических осцилляторов, аппроксимирующих потенциал в окрестностях вершин барьеров по переменным η и R . Величина ω_k ($k = R, \eta$) соответствует частотам гармонических осцилляторов, аппроксимирующих потенциал входной ДЯС. Коэффициент трения определяется выражением $\gamma_{kk'} = \Gamma \mu_{kk'}$ [13,14], где Γ — усредненная удвоенная ширина одночастичных состояний ядер ДЯС. Расчет массовых параметров μ_{RR} и $\mu_{\eta\eta}$ сделан согласно [15]. Как было показано в [13,14], коэффициенты трения γ_{RR} и $\gamma_{\eta\eta}$, полученные при значении $\Gamma = 2$ МэВ, имеют тот же порядок величины, что и коэффициенты трения, рассчитанные в рамках других подходов. В [16] показано, что формула Крамера может быть использована и в случае относительно малых потенциальных барьеров ($B_k/\theta < 0,5$).

Модель [5,13,14] апробирована для ядерных реакций между массивными ядрами, в которых сечения испарительных остатков были измерены экспериментально, с известным W_{sur} .

5. Роль квазиделения в реакциях синтеза СТЭ

Величина P_{cn} уменьшается с ростом $Z_1 \cdot Z_2$, где Z_1 и Z_2 — атомные номера ядер, участвующих в реакции. Поэтому можно ожидать, что в реакциях синтеза СТЭ квазиделение будет играть важную роль. В рамках рассматриваемой модели нами выполнены систематические расчеты величины P_{cn} для реакций холодного синтеза элементов от 104 до 114. В этих расчетах были использованы потенциальные энергии ДЯС, в которых учитывалась деформация как тяжелого, так и легкого ядра системы в процессе ее эволюции к составному ядру. Полученные результаты представлены на рис.4. Видно, что P_{cn} довольно резко падает с увеличением Z составного ядра. Если для 104 элемента величина P_{cn} близка к 0,1, то для 114 элемента она уменьшается до $\sim 10^{-7}$. При переходе от 110 к 112 элементу P_{cn} уменьшается в десять раз. Примерно такое же падение сечения наблюдалось и при синтезе этих элементов: 12 и 2 пб [1—3]. Приведенные на рис.4 данные позволяют понять причину отрицательного результата при синтезе 116 элемента [17]. Для этого элемента P_{cn} падает примерно на три порядка по сравнению с этим значением для 110 элемента так, что сечение образования 116 элемента находится на уровне сотых долей пб. В экспериментах по синтезу 116 элемента верхняя граница его регистрации находилась на уровне 5 пб.

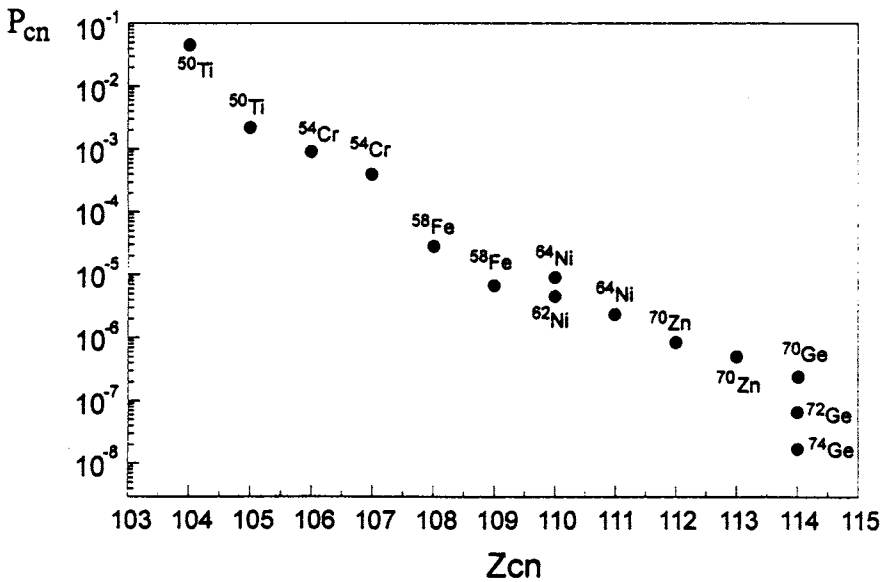


Рис.4. Рассчитанные значения P_{cn} для реакций холодного синтеза 104 + 114 элементов, канал (H.I., 1n). Мишени из Pb и Bi; указаны бомбардирующие ядра. Энергия возбуждения составных ядер взята той же, что и на рис.3

Применительно к 110 + 114 элементам расчеты P_{cn} были сделаны для нескольких изотопов бомбардирующих ядер. Вариации величин P_{cn} отражают изменение высоты внутреннего барьера слияния B_{fus}^* , вызванное различием масс-дефектов ядер ДЯС при прохождении системой вершины барьера. Однако при выборе бомбардирующего ядра необходимо учитывать все три фактора, определяющих выход элемента (см. формулу (3)).

При приближении к магическому числу протонов 114 оболочечные поправки к высоте барьера деления растут, что облегчает выживание составного ядра при его де-возбуждении. Такую же тенденцию можно ожидать и в отношении критического углового момента l_{Bf} , при котором исчезает барьер деления и который ограничивает набор парциальных волн, дающих вклад в сечение захвата σ_c . Действительно, проведенные в рамках статистической модели расчеты показали, что в реакциях холодного слияния (H.I, 1n, 2n) σ_{ER} возрастает при переходе от 104 к 108 и 110 элементам [18].

Таким образом, КДЯС свидетельствует о том, что в реакциях холодного слияния квазиделение является главным фактором падения сечения образования ядер тяжелых и сверхтяжелых элементов при увеличении атомного номера элемента.

Заключение

Концепция двойной ядерной системы (КДЯС) процесса формирования составного ядра применена к анализу реакций полного слияния ядер, используемых для синтеза тяжелых и сверхтяжелых элементов.

Для реакций холодного синтеза 102 + 114 элементов рассчитаны потенциальные энергии двойных ядерных систем (ДЯС), формирующихся в этих реакциях. При этом учитывалась деформация как тяжелого, так и легкого ядра ДЯС, эволюционирующей к составному ядру. Были определены внутренние барьеры полного слияния ядер B_{fus}^* и минимальные энергии возбуждения составных ядер $E_{min}^*(cn)$. Расчетные и экспериментальные данные для $E_{min}^*(cn)$ в реакциях холодного синтеза 102 + 112 элементов оказались в хорошем согласии. Это означает, что КДЯС может быть использована для расчета и оптимальной энергии бомбардирующих ионов в реакциях синтеза 114 элемента.

Разработана модель конкуренции полного слияния и квазиделения в массивной ДЯС, основанная на двумерном квазистационарном решении уравнения Фоккера — Планка. На основе этой модели рассчитаны вероятности формирования составного ядра P_{cn} после реализации захвата для реакций синтеза 102 + 114 элементов. Полученные для P_{cn} данные свидетельствуют о том, что квазиделение является главным фактором снижения величины сечения образования тяжелых элементов в реакциях холодного слияния с возрастанием атомного номера элемента.

Мы выражаем признательность Б.И.Пустыльнику за полезные обсуждения. Один из авторов (Н.В.А.) благодарен Фонду Александра фон Гумбольдта за финансовую поддержку. Данная работа частично поддержана также РФФИ (грант №97-02-16030) и DFG.

Литература

1. Hofmann S. et al. — *Z. Phys.*, 1995, v.A350, p.227; 1995, v.A350, p.281; 1996, v.A354, p.229.
2. Lazarev Yu.A. et al. — *Phys. Rev.*, 1996, v.C54, p.620.
3. Giorso A. et al. — *Phys. Rev.*, 1995, v.C51, p.R2293.
4. Smolanczuk R., Sobiczewski A. — In: *Proc. Int. Conf. on Low Energy Nuclear Dynamics (St. Petersburg, 1995)*. Eds. Yu.Oganessian et al. World Scientific, Singapore, 1995, p.313.
5. Volkov V.V. — In: *Proc. Int. School-Seminar on Heavy Ion Physics, Dubna, 1986 (JINR, Dubna, 1987)*, p.528; *Izv. AN SSSR ser. fiz.*, 1986, v.50, p.1979; In: *Proc. Int. Conf. on Nuclear Reaction Mechanisms, Varenna, 1991*, ed. E.Gadioli (*Ricerca Scientifica*, 1991), p.39.
Antonenko N.V., Cherepanov E.A., Nasirov A.K., Permjakov V.B., Volkov V.V. — *Phys. Lett.*, 1993, v.B319, p.425; *Phys. Rev.*, 1995, v.C51, p.2635.
6. Adamian G.G., Antonenko N.V., Jolos R.V. et al. — *Int. J. Mod. Phys.*, 1996, v.E5, p.191.
7. Gäggeler H. et al. — *Z. Phys.*, 1984, v.A316, p.291.
8. Swiatecki W.J. — *Phys. Scripta*, 1981, v.24, p.113; Bjornholm S., Swiatecki W.J. — *Nucl. Phys.*, 1982, v.A319, p.471; Blocki J.P., Feldmeier H., Swiatecki W.J. — *Nucl. Phys.*, 1986, v.A459, p.145.
9. Popeco A. et al. — Report at Deutsche Physicalische Gesellschaft, 1997.
10. Fröbrich P. — *Phys. Report*, 1984, v.116, p.337.
11. Rowley N. — In: *Proc. Int. Conf. on Low Energy Nuclear Dynamics (St. Petersburg, 1995)*. Eds. Yu.Oganessian et al. World Scientific, Singapore, 1995, p.321.
12. Fröbrich P., Tillack G.R. — *Nucl. Phys.*, 1992, v.A540, p.353.
13. Adamian G.G., Antonenko N.V., Scheid W. — *Nucl. Phys.*, 1997, v.A618, p.176.
14. Adamian G.G., Antonenko N.V., Scheid W., Volkov V.V. — *Nucl. Phys.*, 1997 in press.
15. Adamian G.G., Antonenko N.V., Jolos R.V. — *Nucl. Phys.*, 1995, v.A584, p.205.
16. Gonchar I.I., Kosenko G.I. — *Sov. J. Nucl. Phys.*, 1991, v.53, p.133.
17. Hofmann S. et al. — Private Communication.
18. Pustyl'nik B.I. — In: *Dynamical Aspects of Nuclear Fission*. Ed. by Jan Kliman, B.I.Pustyl'nik, JINR, E6,7-97-49, Dubna, 1996, p.121.