

ОБОСНОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПУЧКА-МИШЕНИ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ РЕАКЦИЙ СЛИЯНИЯ ПРИ ГЛУБОКОНЕУПРУГИХ СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

К.В. Павлий

Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»,

Харьков, Украина

E-mail: kvint@kipt.kharkov.ua

Проанализирована динамика переходов нуклонов во фрагментах двойной ядерной системы (ДЯС), которая направляется потенциальной энергией системы, в трех вариантах разрешенных переходов – $[\pm n, \pm p]$, $[\pm n, \pm p, \pm(n+p)]$ и $[\pm n, \pm p, \pm(n+p), \pm\alpha]$. Показано, что переходы нуклонов осуществляются, в основном, по $(n+p)$, «нейтронному» и «протонному» каналам передач. Для $[\pm n, \pm p, \pm(n+p), \pm\alpha]$ -разрешенных переходов преобладает α -канал. Количество нейтронов в тяжелом фрагменте практически не влияет на динамику переходов. Следовательно, для увеличения количества нейтронов в составном ядре необходимо легкий фрагмент выбирать нейтронодефицитным, тяжелый – нейтроноизбыточным. Показана необходимость учета эмиссии нуклонов из фрагментов ДЯС.

1. ВВЕДЕНИЕ

Для постановки экспериментов по получению сверхтяжелых элементов при взаимодействии тяжелых ионов с максимальным выходом интересующих изотопов выбор начальной изотопной комбинации пучка-мишень и кинетической энергии пучка является определяющим. Для этого разрабатываются модели, которые в той или иной степени описывают процессы при взаимодействии ядер.

В модели критического расстояния [1], слияние определялось только ядро-ядерным потенциалом, а форма и структура ядер «замораживались». Учет диссипации кинетической энергии был предложен в динамической модели [2], где вводилось радиальное и тангенциальное трение, а форму и структуру ядер так же «замораживали». Конверсию части орбитального углового момента столкновения в спины взаимодействующих ядер рассматривали в работе [3]. Учет динамической деформации ядер (рассматривалась только квадрупольная деформация) во входном и выходном каналах реакции был предложен в работе [4]. Микроскопическая динамическая модель, в которой описывается динамика от момента соприкосновения до момента формирования составного ядра, была введена Святецким [5]. В этой модели слияние ядра протекает в пространстве деформаций аналогично делению тяжелого ядра. Показано, что необходима дополнительная кинетическая энергия для формирования составного ядра над входным кулоновским барьером. Во флуктуационно-диссипативной модели [6] учитывается статистическая флуктуация траекторий и оболочечные поправки в расчете потенциальной энергии. Эта модель учитывает как динамические характеристики, так и статистические процессы слияния двух ядер. В модели коллективизации нуклонов [7] учитывается нуклонная структура сталкивающихся ядер. Благодаря перекрытию ядерных поверхностей нуклоны могут переходить из одного ядра в другое. Это приводит к процессу коллективизации нуклонов сначала верхних оболочек, а потом и остальных. Наибо-

лее реалистичное описание процесса слияния ядер, на наш взгляд, предложено в концепции двойной ядерной системы (КДЯС) [8, 9], на основании которой построен ряд моделей. Они успешно применяются для описания процессов слияния-квасиделения тяжелых ядер. Во многих моделях установление изотопного равновесия A/Z предполагает, что передача одного протона автоматически приводит к переходу нейтронов в более тяжелый фрагмент. Этим самым исключается возможность учета предыстории процессов, которые во многом определяются оболочечной структурой фрагментов и изменением потенциальной энергии ДЯС.

В данной работе рассматривается динамика переходов нуклонов в конкретном канале реакции после образования ДЯС и влияние динамики нуклонного состава на изменение энергии связи фрагментов, барьеров слияния и квазиделения. Изменение энергии связи определяют процессы эмиссии из фрагментов ДЯС, что приводит к изменению изотопной конфигурации и, следовательно, к иному конечному результату.

2. ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ

ДЯС – это неустойчивая система, состоящая из двух фрагментов, которая изменяет свою изотопную конфигурацию за счет переходов нуклонов от одного фрагмента к другому. Это приводит к изменению потенциальной энергии, которая определяется [8, 9]:

$$U_{CN} = V_{CN} + B_1 + B_2 - B_{CN},$$

где V_{CN} – ядро-ядерный потенциал; B_1 , B_2 , B_{CN} – энергии связи 1-го, 2-го и составного ядер, соответственно. Ядро-ядерный потенциал (V_{CN}) включает в себя кулоновский, центробежный и ядерный ($V_{CN} = V_C + V_{rot} + V_N$). Для расчета кулоновского потенциала использовалось выражение:

$$V_C = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2(R_1 + R_2)} \cdot \left[3 - \left(\frac{R}{R_1 + R_2} \right)^2 \right],$$

значение центробежного потенциала приравнялось нулю $\{V_{rot} = \hbar^2 l(l+1)/(2\mu R^2)\}$, для вычисления

ядерного потенциала использовался потенциал короткодействующих сил (*proximity*) [10]:

$$V_N^{prox} = 4\pi\gamma\bar{R}b\Phi(\xi),$$

где $\gamma = 0.9517 \left[1 - 1.17826 \left(\frac{N-Z}{A} \right)^2 \right]$ (МэВ·фм),

$$\bar{R} = C_1 C_2 / (C_1 + C_2), \quad b = 1, \quad s = R - (C_1 - C_2), \quad \xi = s/b,$$

$$\Phi(\xi) = \begin{cases} -1,7817 + 0,9270 \cdot \xi + 0,14300 \cdot \xi^2 - 0,09000 \cdot \xi^3, & \xi < 0 \\ -1,7817 + 0,927 \xi + 0,01696 \xi^2 - 0,005148 \xi^3, & 0 < \xi < 1,9475, \\ -4,41 \cdot \exp(-\xi/0,7176), & \xi > 1,9475 \end{cases}$$

$$C_i = R(1 - b^2 / R_i^2 + \dots), \quad R_i = 1.28 A_i^{1/3} - 0.76 + 0.8 A_i^{1/3}, \quad i = 1, 2.$$

На Рис.1 приведены качественные зависимости потенциальной энергии ДЯС от расстояния между центрами фрагментов (А) и атомного номера одного из фрагментов (В) в одном из фрагментов. На кривой 1 (см. Рис.1,А) точка А соответствует контактной конфигурации взаимодействующих ядер в предположении образования ДЯС до кулоновского барьера.

Для преодоления кулоновского барьера (точка В; на этом промежутке не происходит передача нуклонов от ядра к ядру) необходима энергия E_2 . Если на этом промежутке происходит обмен нуклонами между фрагментами ДЯС, то нет необходимости «давать» энергию E_2 , так как переход нуклонов изменяет барьер квазиделения, что приводит к энергетическому «провалу» ДЯС в направлении минимума «кармана» потенциальной энергии (см. Рис.1,А, кривая 2). Однако, вопрос о возможности перехода нуклонов от контактной конфигурации к кулоновскому барьеру остается открытым. После преодоления кулоновскому барьеру потенциальная энергия имеет минимум в точке С, что соответствует уменьшению потенциальной энергии на ΔB_0 . То есть система попадает в минимум потенциального «кармана», и если энергия возбуждения достаточна для преодоления барьера квазиделения, то система распадается на два осколка. Во многих случаях переход нуклонов приводит к исчезновению кулоновского барьера. В предположении, что обмен нуклонов между фрагментами происходит во время движения системы от точки А к точке С, то потенциальная энергия системы изменяется в сторону ее понижения (кривая 2 на Рис.1,А). Это приводит к изменению барьера квазиделения и уменьшению абсолютной величины барьера. В то же время (см. Рис.1,В, стрелками указана входная точка реакции) существует барьер слияния (А), для преодоления которого необходима энергия возбуждения системы B_{fuss} . Кроме этого, в процессе перехода нуклонов изменяется энергия связи фрагментов ДЯС, которая не может быть отрицательна, что приводит к эмиссии нуклонов из системы.

Следовательно, в процессе реакции возможна ситуация, когда при начальных значениях $A_1 + A_2$ и $Z_1 + Z_2$ в точке касания ядер потенциальный «карман» отсутствует, а в процессе нуклонного обмена он появляется. Переход нуклонов определяется потенциальной энергией, это приводит к изменению барьеров квазиделения и слияния, и определяет дальнейшее протекание реакции. Большое значение

играет изменение энергии возбуждения, которая возникает в связи с диссипацией кинетической энергии и обменом нуклонов в ДЯС. Если энергия возбуждения достаточна для преодоления барьера слияния, то реакция частично идет по этому каналу. Следовательно, существует конкуренция протекания реакции по координате R, то есть ядро распадается на два фрагмента и по координатам A и Z, что приводит к процессу слияния.

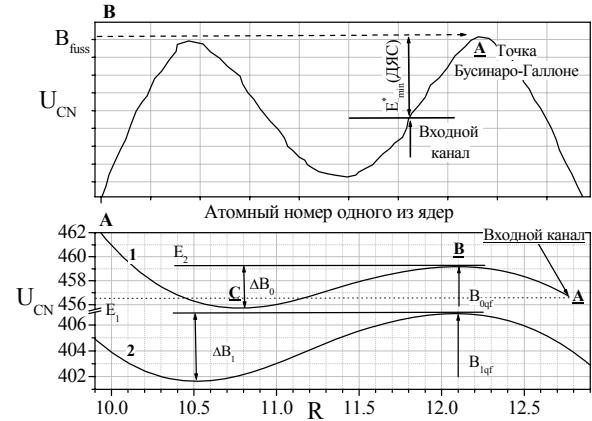


Рис.1. Зависимость потенциальной энергии от расстояния между центрами фрагментов ДЯС (А) и от атомного номера (при фиксированном значении протонов) одного из фрагментов ДЯС (В)

В данной работе не учитывается изменение энергии возбуждения и эмиссия нуклонов из фрагментов ДЯС. Для расчета количества протонов и нейтронов во фрагментах ДЯС было рассмотрено три возможных варианта разрешенных переходов:

- $[\pm n, \pm p]$;
- $[\pm n, \pm p, \pm(n+p)]$;
- $[\pm n, \pm p, \pm(n+p), \pm\alpha]$,

которые контролируются потенциальной энергией и определяются ее минимальным значением. Во всех этих случаях определялась потенциальная энергия при каждом возможном переходе и проводилось сравнение ее значений. Переход считался осуществленным, если потенциальная энергия такой конфигурации ДЯС была меньше предыдущей. В противном случае вычисления прекращались. Следует иметь в виду, что данные предположения не совсем корректны, для точного определения условий перехода необходимо считать индивидуальные и коллективные энергетические уровни и числа заполнения после каждого перехода.

3. ДИНАМИКА ПЕРЕХОДОВ

При проведении расчетов в каждом из трех случаев оптимальная изотопная конфигурация фрагментов ДЯС определялась в минимуме потенциального «кармана» по R. В начальной конфигурации ДЯС вычислялась потенциальная энергия всех возможных разрешенных комбинаций по A и Z, и выбиралась комбинация с минимальным значением потенциальной энергии. Для следующего шага эта комбинация является исходной точкой, и вычисления продолжались дальше до тех пор, пока для входной комбинации (A/Z) значение потенциальной энергии не становилось минимальным.

3.1. $\pm n, \pm p$ - ДИНАМИКА ПЕРЕХОДОВ

Были проведены расчеты для изотопов от Ca до Ni с ^{238}U . На Рис.2 представлены зависимости атомного номера тяжелого фрагмента ДЯС (^{238}U) от его заряда. Стрелочками указаны конечные результаты для начальных комбинаций изотопов. Как видно из графиков, существуют, в основном, два канала переходов, первый – переход нейтронов от легкого ядра к тяжелому, второй – переход протонов от легкого ядра к тяжелому. Это определяется как начальным, так и предыдущим изотопным составом взаимодействующих фрагментов. Начальная конфигурация соответствует значению в левом нижнем углу графиков, то есть для урана $Z_1=92$ и $A_1=238$.

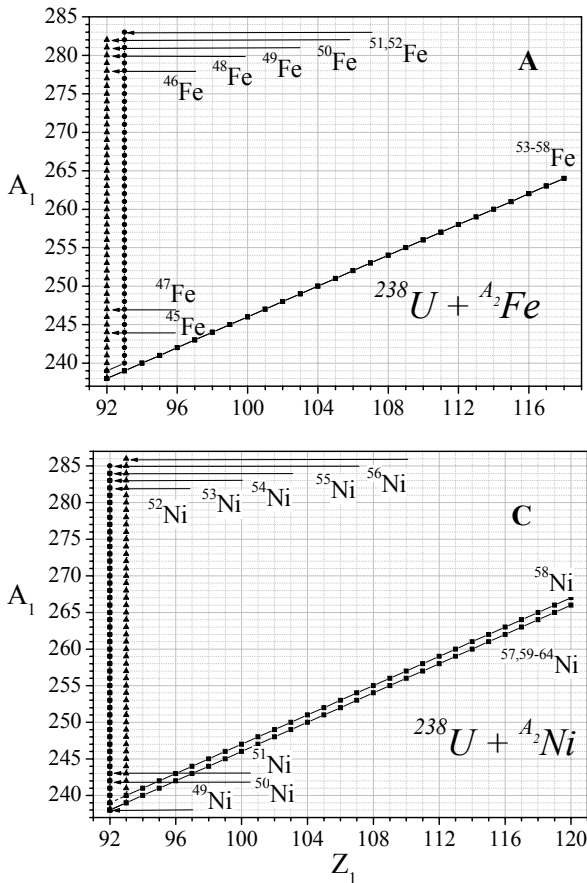


Рис.2. Зависимости количества нуклонов в тяжелом фрагменте ДЯС (начальное ядро - $^{238}_{92}U$) от количества протонов в этом же фрагменте. Реакции: $^{238}_{92}U + ^A_1Fe$ (A); $^{238}_{92}U + ^A_1Ni$ (C)

3.2. $\pm n, \pm p, \pm(n+p)$ - ДИНАМИКА ПЕРЕХОДОВ

На Рис.3 представлена динамика переходов для реакций изотопов Fe и Ni с ^{238}U . Подчеркнутые изотопы на графиках являются стабильными. Из приведенных данных видно, что сначала идет передача пар ($n+p$) из легкого ядра в тяжелое, а потом происходят переходы только протонов из легкого ядра в тяжелое. Такая динамика переходов характерна для стабильных и нейтроноизбыточных ядер. Второй канал характерен для нейтронодефицитных ядер, где сначала происходит переход нейтронов из легкого фрагмента в тяжелый, а затем передача пар ($n+p$). Существуют переходы, которые характери-

зуются сначала длинной цепочкой передачи пар ($n+p$), а затем происходит передача нейтронов (Рис.3).

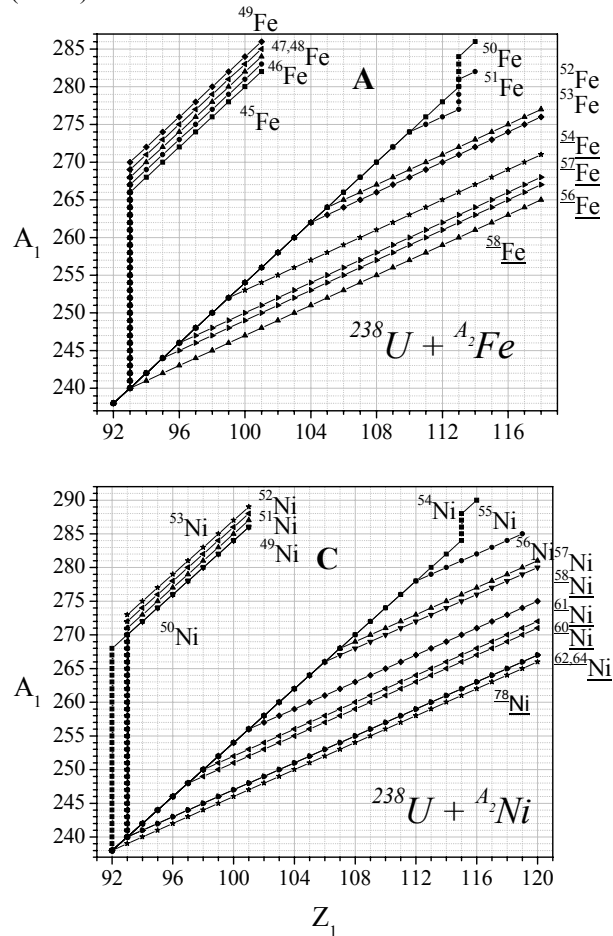


Рис.3. Зависимости количества нуклонов в тяжелом фрагменте ДЯС (начальное ядро - $^{238}_{92}U$) от количества протонов в этом же фрагменте.

Реакции: $^{238}_{92}U + ^A_{26}Fe$ (A); $^{238}_{92}U + ^A_{28}Ni$ (C)

3.3. $\pm n, \pm p, \pm(n+p), \pm\alpha$ -ДИНАМИКА ПЕРЕХОДОВ

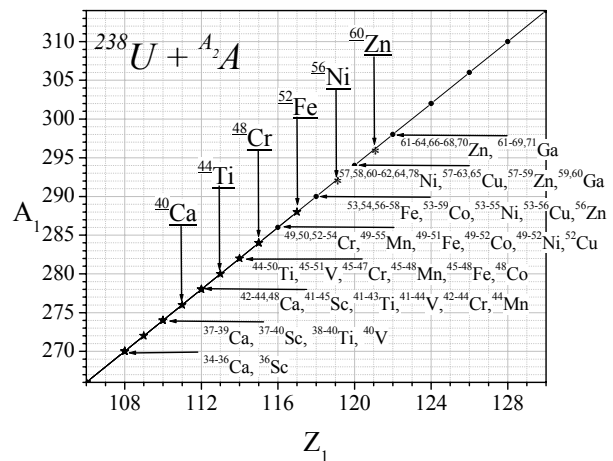


Рис.4. Зависимость количества нуклонов в тяжелом фрагменте ДЯС от количества протонов в этом же фрагменте

В работе [11] рассматривается кластерная интерпретация реакций слияния-квазиделения тяжелых ядер, поэтому в следующий расчет был добавлен разрешенный α -переход. Однако для таких процес-

сов необходимо учитывать вероятность образования α -кластеров в каждом фрагменте ДЯС. На Рис.4 показан конечный результат переходов для реакций изотопов элементов от *Ca* до *Ga* с ^{238}U . Из рисунка видно, что в основном осуществляются α -переходы, и только для некоторых исходных изотопов (надписи выведены в верхней части графика) происходят единичные $(n+p)$ -переходы. Предлагаемый подход для расчета динамики нуклонов можно применять и для переходов более тяжелых кластеров, однако это требует обоснования образования этих кластеров во фрагментах ДЯС.

4. ВЛИЯНИЕ ТЯЖЕЛОГО ФРАГМЕНТА

Для изучения влияния изотопного состава тяжелого фрагмента ДЯС на динамику переходов нуклонов были проведены расчеты с различными изотопами урана (^{A_2}U) для всех вышеперечисленных разрешенных переходов. На Рис.5 приведена динамика переходов для тяжелого фрагмента ДЯС. Из всех расчетов следует, что для большего содержания нейтронов в составном ядре тяжелое ядро должно быть нейтроноизбыточным.

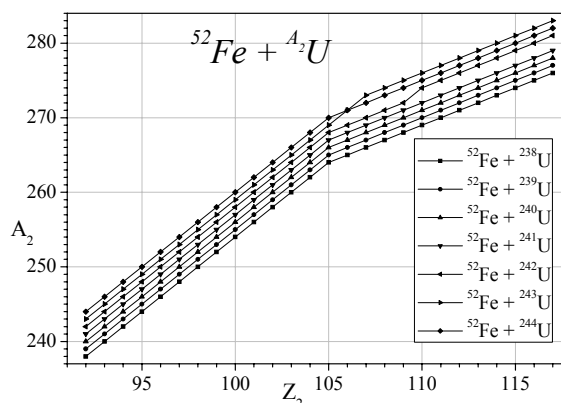


Рис.5. Динамика переходов нуклонов для тяжелых фрагментов. Реакции указаны на рисунках

5. ЭНЕРГИИ СВЯЗИ ФРАГМЕНТОВ

Одной из важных характеристик, входящих в расчет потенциальной энергии, являются энергии связи фрагментов ДЯС и их изменения с динамикой перехода нуклонов. Энергия связи определяет возможность эмиссии нуклонов из фрагментов ДЯС. На Рис.6 приведены зависимости изменения энергии связи на нуклон в случае $[\pm n, \pm p]$ - (верхний график) и $[\pm n, \pm p, \pm(n+p)]$ - (нижний график) переходов от массовых чисел фрагментов (для тяжелого фрагмента – верхняя шкала, легкого – нижняя шкала). Энергия связи для реакций $^{52}\text{Fe} + ^{238}\text{U}$ и $^{54}\text{Fe} + ^{238}\text{U}$ представлена на верхнем графике (см. Рис.6). Это два противоположных случая для $(\pm n, \pm p)$ -переходов, когда осуществляется только переход нейтронов (кривые 1) и протонный переход (кривые 2). В начальной части переходов энергия связи в легких фрагментах больше, чем в тяжелых. После точек А-1 и А-2, энергия связи в легких фрагментах меньше, чем в тяжелых. Если энергия связи в легких фрагментах становится отрицательной, то происхо-

дит эмиссия (испарение) нуклонов из легкого фрагмента, что приводит к изменению массового и зарядового чисел в легком фрагмента и общего числа нуклонов в ДЯС, а это, в свою очередь, приводит к изменению барьеров квазиделения и слияния. То есть при правильном выборе начальной кинетической энергии, изменяя изотопный состав ДЯС, за счет эмиссии, можно переходить из более низкой «ветви» реакции на более высокую. Этим мы можем добиться более высокого содержания нейтронов в тяжелом фрагменте ДЯС в конце реакции.

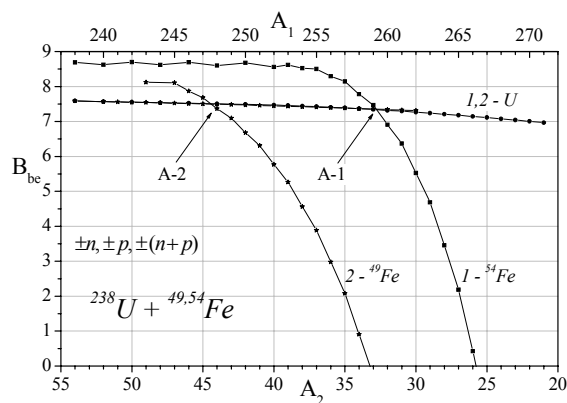
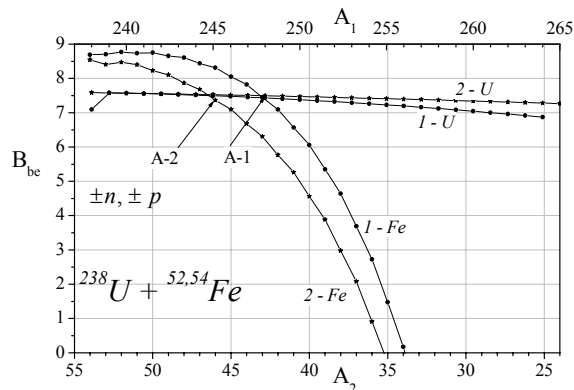


Рис.6. Зависимость энергии связи от количества нуклонов в легком (нижняя шкала) и тяжелом (верхняя шкала) фрагментах ДЯС

Аналогичные выводы следуют из данных (см. Рис.6, нижний график) для $[\pm n, \pm p, \pm(n+p)]$ разрешенных переходов. Изменение изотопного состава фрагментов ДЯС за счет эмиссии приведет к изменению барьеров квазиделения и слияния. Из приведенных данных следует, что при расчете динамики переходов нуклонов из фрагментов ДЯС обязательно следует учитывать эмиссию нуклонов. При нейтронном канале переходов уменьшение ядерного потенциала приводит к исчезновению барьера квазиделения, то есть ДЯС распадается на два фрагмента. Потенциальная энергия в точке кулоновского барьера становится меньше начальной потенциальной энергии контактной конфигурации. Отсюда следует, что если нуклоны из легкого фрагмента переходят в тяжелый фрагмент до кулоновского барьера, то ДЯС «проваливается» в потенциальный «карман» по координате *R*, хотя и не обладает требуемой кинетической энергией для преодоления кулоновского барьера. Барьер слияния для вышеперечисленных реакций падает, но уменьшается потенциальная энергия входного канала при постоян-

ной величине Z_1 . Это приводит к увеличению разности барьера слияния и входного канала.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена методика расчета динамики переходов нуклонов из фрагментов ДЯС для разрешенных каналов $[\pm n, \pm p, \pm(n+p), \pm\alpha]$, $[\pm n, \pm p, \pm(n+p)]$, $[\pm n, \pm p]$. Это характеризует наиболее вероятное образование сверхтяжелых ядер без преодоления барьера слияния. Особое внимание при планировании и проведении экспериментальных работ следует уделять выбору изотопной конфигурации пары мишень-пучок и относительной их кинетической энергии, которая определяет изменение энергии возбуждения ДЯС. Изменение энергии связи фрагментов вносит существенный вклад в процесс эмиссии нуклонов, которую обязательно следует учитывать, так как на начальной стадии энергия связи тяжелого фрагмента больше, чем легкого, а потом, за счет изменения изотопной конфигурации, эмиссия из легкого фрагмента становится более предпочтительнее, чем из тяжелого. Отрицательная энергия связи характеризует «спонтанную» эмиссию из легкого фрагмента ДЯС и приводит к изменению характеристик потенциальной энергии и изменяет каналы переходов нуклонов. При правильном выборе изотопной конфигурации мишень-пучок, учет эмиссии нуклонов и изменении энергии возбуждения существует вероятность возможности направле-

ния реакции в канал передачи нуклонов для получения стабильных сверхтяжелых ядер без преодоления барьера слияния. При расчетах и проектировании ускоряющих структур для экспериментального изучения процессов холодного слияния и квазиделения необходимо проводить исследования при контактной конфигурации ДЯС и энергиях выше кулоновского барьера.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Galin, et al. // *Phys. Rev. C*. 1974, v.9, p.1018.
2. D.H.E. Gross, H. Kalinowski // *Phys. Lett. B*. 1974, v.48, p.302.
3. J.R. Birkelund, et al. // *Phys. Rev. Lett.* 1978, v.40, p.1123.
4. P. Fréobrich // *Phys. Rep.* 1984, v.116, p.337.
5. W.J. Swiatecki // *Nucl. Phys. A*. 1982, v.376, p.275.
6. Y. Aritomo, et al. // *Phys. Rev. C*. 1997, v.55, p.R1011.
7. V.I. Zagrebaev // *Phys. Rev. C*. 2001, v.64, p.034606.
8. В.В. Волков // *Изв. АН СССР. Сер. Физ.* 1986, т.50, с.1879.
9. В.В. Волков // *ЭЧАЯ*. 2004, т.35, в.4, с.798-857.
10. J. Blocki, et al. // *Ann. Phys.* 1977, v.105, p.427.
11. T.M. Shneidman, G.G. Adamian, N.V. Antonenko, et al. // *Phys. Rev.* 2006, v.C74. p.034316.

Статья поступила в редакцию 09.12.2009 г.

CHARACTERISTICS JUSTIFICATION OF THE BEAM-TARGET FOR STUDYING REACTIONS OF FUSION AT DEEP NONELASTIC COLLISIONS OF HEAVY IONS

K.V. Pavlii

Dynamics of transitions of nucleons in dinuclear system fragments which goes potential energy of system, in three variants of the resolved transitions is analysed – $[\pm n, \pm p]$, $[\pm n, \pm p, \pm(n+p)]$ and $[\pm n, \pm p, \pm(n+p), \pm\alpha]$. It is shown, that transitions of nucleons are carried out basically on $(n+p)$, "neutron" and "proton" channels of transfers. For $[\pm n, \pm p, \pm(n+p), \pm\alpha]$ the resolved transitions prevails α the channel. The quantity of neutrons in a heavy fragment practically does not influence dynamics of transitions. Hence, for increase quantity of neutrons in a compound nuclei, it is necessary to choose an easy fragment neutron-deficient, heavy – neutron-excess. It is shown necessity of the nucleon emission accountancy from fragments DNS.

ОБҐРУНТУВАННЯ ХАРАКТЕРИСТИК ПУЧКА-МІШЕНІ ДЛЯ ВИВЧЕННЯ РЕАКЦІЙ ЗЛИТТЯ ПРИ ГЛИБОКОНЕУПРУЖНИХ ЗІТКНЕННЯХ ВАЖКИХ ІОНІВ

K.V. Pavlii

Проаналізовано динаміку переходів нуклонів у фрагментах подвійної ядерної системи, що направляється потенційною енергією системи, у трьох варіантах дозволених переходів – $[\pm n, \pm p]$, $[\pm n, \pm p, \pm(n+p)]$ і $[\pm n, \pm p, \pm(n+p), \pm\alpha]$. Показано, що переходи нуклонів здійснюються, в основному, по $(n+p)$, «нейтронному» і «протонному» каналах передач. Для $[\pm n, \pm p, \pm(n+p), \pm\alpha]$ -дозволених переходів переважає α -канал. Кількість нейтронів у важкому фрагменті практично не впливає на динаміку переходів. Отже, для збільшення кількості нейтронів в складеному ядрі необхідно легкий фрагмент вибрати нейтронодефіцитним, важкий – нейтронадлишковим. Показано необхідність обліку емісії нуклонів з фрагментів ПЯС.