

ПОЛУЧЕНИЕ НЕЙТРОНООБОГАЩЕННЫХ ТЯЖЕЛЫХ И СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР В РЕАКЦИЯХ СЛИЯНИЯ

А. В. Карпов^{а, б, 1}, *В. А. Рачков*^{а, б, 2}, *В. В. Сайко*^{а, б, 3}

^а Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

^б Государственный университет «Дубна», Дубна, Россия

Обсуждается получение новых изотопов тяжелых и сверхтяжелых элементов при слиянии нейтроноизбыточных ядер с актинидными мишенями. Сделаны предсказания сечений образования остатков испарения в реакциях слияния для некоторых комбинаций сталкивающихся ядер.

The formation of new isotopes of heavy and superheavy elements in the fusion of neutron-enriched projectiles with actinide targets is discussed. Cross sections of evaporation residue formation in fusion reactions have been predicted for several combinations of colliding nuclei.

PACS: 25.70.-z; 25.70.Gh; 25.70.Jj

ВВЕДЕНИЕ

Получение и изучение тяжелых и сверхтяжелых элементов в настоящее время является одной из наиболее актуальных задач современной ядерной физики. За последние несколько лет были синтезированы новые сверхтяжелые элементы вплоть до $Z = 118$ в реакциях слияния с последующим испусканием нейтронов и γ -квантов. В реакциях «холодного» слияния, основанных на использовании ядер-мишеней с замкнутыми оболочками, таких как свинец ($Z = 82$) и висмут ($Z = 83$), и ускоренных сравнительно тяжелых ядер-снарядов (Fe, Ni, Zn), были синтезированы сверхтяжелые элементы вплоть до $Z = 113$ (см. обзор [1]). Метод синтеза получил название «холодное» слияние, поскольку образующееся составное ядро имеет небольшую энергию возбуждения и испускает всего лишь один нейтрон, переходя в основное состояние. Использование реакций «горячего» слияния позволило синтезировать сверхтяжелые элементы вплоть до 118. В частности, наиболее тяжелые элементы были синтезированы в реакциях слияния ^{48}Ca с мишенями от ^{238}U до ^{249}Cf (см. обзор [2]). На рис. 1 показана верхняя часть карты

¹E-mail: karpov@jinr.ru

²E-mail: rachkov@jinr.ru

³E-mail: saiko@jinr.ru

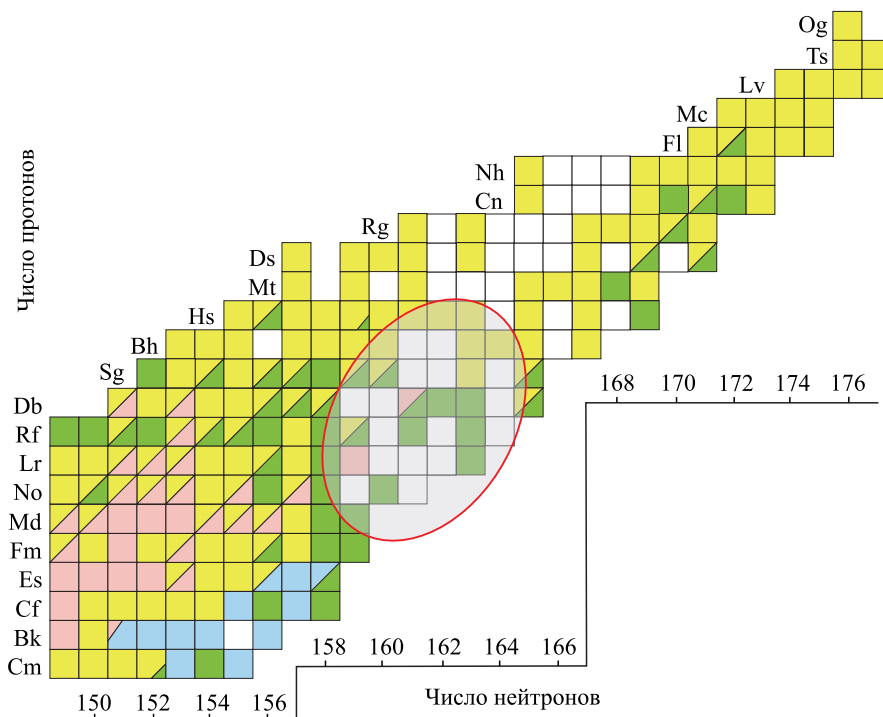


Рис. 1. Верхняя часть карты ядер

ядер. Заметим, что для элементов тяжелее фермия были синтезированы только нейтронодефицитные ядра, в то время как область тяжелых нейтронообогащенных ядер до сих пор является неисследованной (выделенная область на рис. 1). Следует отметить, что эта область чрезвычайно важна для астрофизических исследований и, в частности, для понимания возможности образования сверхтяжелых элементов в астрофизическом r -процессе.

Для того чтобы попасть в интересующую нас область, возможно использовать реакции слияния, при этом нужно выбирать максимально нейтроноизбыточные ядра. Так, например, для синтеза нейтронообогащенных изотопов ядер с Z от 102 до 108 в данной работе предлагается использовать реакции слияния стабильного (^{22}Ne) и радиоактивных (^{23}Ne , ^{20}O) нейтроноизбыточных снарядов с актинидными мишенями ^{248}Cm , ^{249}Bk , ^{249}Cf с последующим испарением заряженных частиц (протона или α -частицы) и нейтронов из образовавшегося составного ядра. Получение сверхтяжелых элементов в реакциях слияния с последующим испарением заряженных частиц ранее обсуждалось в работах [3, 4]. Строительство новых ускорительных комплексов, дающих высокоинтенсивные радиоактивные пучки, может позволить проведение подобных экспериментов на радиоактивных пучках ^{23}Ne и ^{20}O с актинидными мишенями.

Еще бóльший интерес представляет продвижение в область нейтронообогащенных изотопов сверхтяжелых элементов в районе острова стабильности. Для этого может быть

использован метод, недавно предложенный Ю.Ц. Оганесяном [5]. Метод основан на регистрации остатков испарения реакций слияния ^{48}Ca с актинидными мишенями, образовавшихся в каналах с испусканием заряженной частицы и нейтронов. Можно ожидать, что подобные эксперименты, требующие большей чувствительности, чем доступно в настоящий момент, могут быть выполнены на создаваемой в Дубне Фабрике сверхтяжелых элементов.

В этой работе обсуждается синтез изотопов тяжелых и сверхтяжелых элементов при слиянии нейтроноизбыточных (в том числе радиоактивных) снарядов с актинидными мишенями. Соответствующие предсказания сечений слияния были сделаны с использованием базы знаний по ядерной физике низких энергий NRV (<http://nrv.jinr.ru>) [6, 7].

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ ПОДХОД

Можно выделить три основных стадии образования тяжелых и сверхтяжелых ядер в реакциях слияния, которые схематично изображены на рис. 2. На первой стадии происходит сближение сталкивающихся ядер и преодоление ими кулоновского барьера. Эту стадию реакции принято называть захватом. На следующей стадии образуется компактное составное ядро. В результате квазиделения система может развалиться на два фрагмента до того, как составное ядро образовалось. Если произошло слияние и компаунд-ядро образовалось, то оно находится в возбужденном состоянии. Третья стадия реакции — девозбуждение составного ядра. На этой стадии составное ядро или выживает, или делится на два примерно равных осколка. Отметим, что под выживанием составного ядра следует понимать его девозбуждение за счет испускания нейтронов, легких заряженных частиц (протонов и α -частиц), а также излучения γ -квантов. Деление и выживание составного ядра являются конкурирующими процессами. Если возбужденное ядро после испарения частиц переходит в основное состояние, то оно называется испарительным остатком. Сечение образования испарительного остатка тяжелого и сверхтяжелого ядра в реакциях слияния в канале с испусканием x нейтронов, y протонов и z α -частиц,

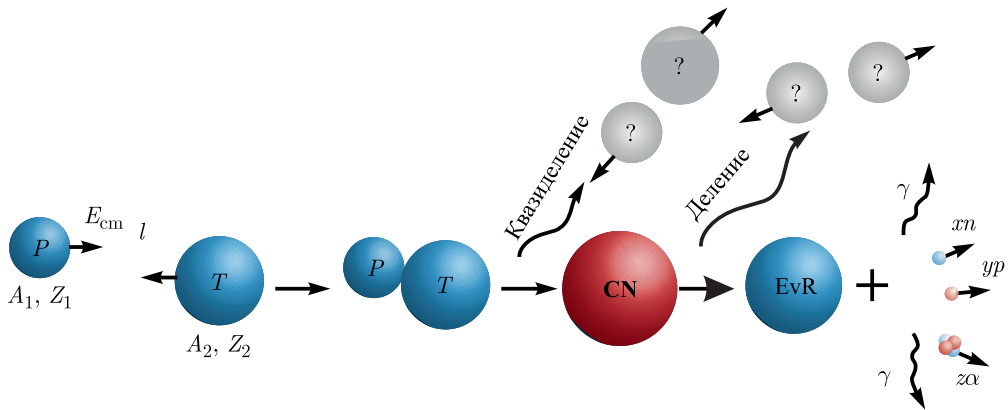


Рис. 2. Схематичное представление образования тяжелых и сверхтяжелых элементов в реакциях слияния

с учетом перечисленных стадий, может быть представлено следующим выражением:

$$\sigma_{\text{EvR}}^{xn,yp,z\alpha}(E) = \frac{\pi\hbar^2}{2\mu E} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) P_{\text{cont}}(E, l) P_{\text{CN}}(E, l) P_{xn,yp,z\alpha}(E, l). \quad (1)$$

Отметим, что все три стадии вычисляются независимо друг от друга. Здесь $P_{\text{cont}}(E, l)$ — вероятность того, что сталкивающиеся ядра преодолеют кулоновский барьер, и соответствующее сечение захвата имеет следующий вид:

$$\sigma_{\text{cap}}(E) = \frac{\pi\hbar^2}{2\mu E} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) P_{\text{cont}}(E, l). \quad (2)$$

Зная свойства сталкивающихся ядер, вычислить сечение захвата не составляет труда. Это может быть сделано, например, в рамках эмпирической [8–10] или квантовой модели сильной связи каналов [11–13]. В случае реакций с участием средних по массе ядер, а также для комбинаций тяжелой мишени и достаточно легкого снаряда можно предположить, что составное ядро образуется из конфигурации двух касающихся ядер с единичной вероятностью, $P_{\text{CN}} = 1$. Однако с увеличением масс сталкивающихся ядер все большую роль начинают играть каналы квазиделения. В этом случае вероятность образования составного ядра из конфигурации касающихся ядер существенно меньше единицы. Вычисление этой величины крайне затруднительно. Например, в работе [14] была предложена эмпирическая формула для вычисления P_{CN} , справедливая для реакций «холодного» слияния. Для реакций «горячего» слияния с использованием более тяжелых актинидных мишеней величина P_{CN} может быть рассчитана в рамках динамических моделей ядро-ядерных столкновений, например, [15, 16].

Процесс девозбуждения составного ядра можно рассматривать в рамках статистической модели. Распад высоковозбужденного составного ядра в статистической модели описывается как последовательность равновесных процессов испарения частиц с возможностью уйти в канал деления на любой стадии испарительного каскада. Если на текущем этапе распада из составного ядра вылетел нейтрон или другая заряженная частица, то меняется его нуклонный состав и полный угловой момент. Энергия возбуждения ядра уменьшается на величину унесенной кинетической энергии частицы и ее энергии связи. В дальнейшем предполагается, что новое состояние составного ядра является равновесным и процесс вычисления повторяется снова. Моделирование процесса девозбуждения прекращается либо при делении ядра на какой-либо стадии каскада распада, либо при уменьшении энергии возбуждения ниже барьера деления и порогов отделения частиц. В последнем случае образуется остаток испарения.

Моделирование девозбуждения составного ядра может производиться методом Монте-Карло или методом вложенных интегралов. Метод Монте-Карло позволяет учитывать все возможные каналы с испарением нейтронов, протонов и α -частиц. Однако он имеет ограничение, связанное с вычислительным временем, необходимым для накопления статистики. Следовательно, его применение становится затруднительным, когда вероятность выживания является крайне малой величиной и требуемая статистика трудно достижима. Метод вложенных интегралов в этом случае обеспечивает большую скорость счета и позволяет учесть каналы с испусканием ограниченного числа частиц (в нашем случае до шести). Во всех расчетах, приведенных ниже, нами использовался метод вложенных ин-

тегралов. Ниже приводятся основные отношения статистической модели, используемые в этой статье.

Вероятность выживания составного ядра после испарения частиц может быть рассчитана методом вложенных интегралов как

$$\begin{aligned}
 P_{b_1 b_2 \dots b_x} = & \int_0^{E_0^* - B_{b_1}} \frac{\Gamma_{b_1}}{\Gamma_{\text{tot}}} (E_0^*, I_0) W_{b_1}(E_0^*, e_1) de_1 \times \\
 & \times \int_0^{E_1^* - B_{b_2}} \frac{\Gamma_{b_2}}{\Gamma_{\text{tot}}} (E_1^*, I_1) W_{b_2}(E_1^*, e_2) de_2 \dots \int_0^{E_{x-1}^* - B_{b_x}} \frac{\Gamma_{b_x}}{\Gamma_{\text{tot}}} (E_{x-1}^*, I_{x-1}) W_{b_x}(E_{x-1}^*, e_x) \times \\
 & \times \prod_{i=1}^N \frac{\Gamma_{\gamma}}{\Gamma_{\text{tot}}} (E_i^*, I_i) de_x, \quad (3)
 \end{aligned}$$

где B_{b_i} — энергия связи i -й испускаемой частицы; e_i — ее кинетическая энергия; $E_i^* = E_0^* - \sum_{j=1}^{i-1} (B_{b_j} + e_j)$ — энергия возбуждения остаточного ядра после испускания $i - 1$ частиц, а E_0^* — начальная энергия возбуждения ядра. Вероятность того, что испарившаяся частица b_i будет иметь энергию e_i , определяется подынтегральным выражением в (4), нормированным на единицу. Здесь $b_i = \{n, p, \alpha\}$. В формуле (3) каждый из интегралов дает вероятность испускания i -й частицы, а произведение, завершающее выражение, — вероятность выживания испарительного остатка путем испускания γ -квантов.

Полная ширина Γ_{tot} в выражении (3) определяется суммой парциальных ширин $\Gamma_{\text{tot}} = \sum_i \Gamma_i(E^*)$. Выражение для вычисления парциальных ширин испарения легких частиц имеет следующий вид [17]:

$$\Gamma_b(E^*, J) = \frac{2s_b + 1}{2\pi\rho_C(E^*, J)} \int_0^{E^* - B_b} \sum_l T_l(e_b) \sum_{I=|J-l}^{I=J+l} \rho_B(E^* - B_b - e_b, I) de_b, \quad (4)$$

где $\rho(E^*, J)$ — плотность возбужденных состояний, а s_b — спин испаряемой частицы b . Вероятность вылета частицы из составного ядра $T_l(e_b)$ с кинетической энергией e_b может быть представлена в виде произведения двух факторов $T_l = P_0 \cdot P_l$. Величина P_0 есть вероятность того, что испускаемая частица оказалась на поверхности ядра и может быть вычислена в приближении падения частицы на потенциальную стенку

$$P_0(e_b) = \frac{4\sqrt{\frac{e_b}{e_b - V_0}}}{\left(1 + \sqrt{\frac{e_b}{e_b - V_0}}\right)^2}, \quad (5)$$

где V_0 — высота потенциальной стенки. Проницаемость кулоновского барьера P_l может быть вычислена по формуле Хилла–Уиллера [18]

$$P_l(e_b) = \left[1 + \exp\left(\frac{2\pi}{\hbar\omega} \left(V_c + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu R^2} - e_b\right)\right)\right]^{-1}, \quad (6)$$

где V_C и $R = r_0 A^{1/3} + 2$ фм — высота и положение потенциального барьера соответственно; μ — приведенная масса частиц и $\hbar\omega$ — ширина потенциального барьера.

В настоящей работе для вычисления высоты и ширины кулоновского барьера были использованы эмпирические выражения [19]:

$$V_C = 0,106Z + 0,9 + 0,02(Z + N^* - A),$$

$$\hbar\omega = 6,2 + 0,04(Z - 20)$$

для протонов и

$$V_C = 0,195(Z - 2) + 4,5 + 0,02(Z + N^* - A),$$

$$\hbar\omega = 6,03 + 0,016(Z - 100)$$

для α -частиц. Здесь $N^* = 0,2638 + 1,0676Z + 0,0055Z^2$ — число нейтронов для β -стабильного ядра с зарядом Z .

Парциальная ширина испускания составным ядром γ -кванта с мультипольностью L определяется выражением

$$\Gamma_\gamma^L(E^*, J) = \frac{1 + \kappa}{\rho_C(E^*, J)} \int_0^{E^*} f_L(e_\gamma) \sum_{I=|J-L|}^{I=J+L} e_\gamma^{2L+1} \rho_C(E^* - e_\gamma, I) de_\gamma, \quad (7)$$

где $\kappa = 0,75$ [20]. Основной вклад в выражение (7) вносит испускание дипольного γ -кванта ($L = 1$). Соответствующая ему силовая функция может быть записана в виде

$$f_1(e_\gamma) = 3,31 \cdot 10^{-6} (\text{МэВ}^{-1}) \frac{Z(A - Z)}{A} \frac{e_\gamma \Gamma_0}{(E_0^2 - e_\gamma^2)^2 + (e_\gamma \Gamma_0)^2}. \quad (8)$$

Здесь $\Gamma_0 = 5$ МэВ — ширина гигантского дипольного резонанса с энергией E_0 [21],

$$E_0 = \frac{167,23}{\sqrt{1,959A^{2/3} + 14,074A^{1/3}}} \text{ МэВ}. \quad (9)$$

Делительная ширина рассчитывается по формуле

$$\Gamma_{\text{fiss}}(E^*, J) = \frac{K_{\text{Kramers}}}{2\pi\rho_C(E^*, J)} \int_0^{E^* - B_{\text{fiss}}} T_{\text{fiss}}(e, J) \rho_C^{\text{sp}}(E^* - B_{\text{fiss}} - e, J) de. \quad (10)$$

Барьер деления аппроксимируется перевернутой параболой, а его проницаемость вычисляется как

$$T_{\text{fiss}}(e, J) = \frac{1}{1 + \exp\left(-\frac{2\pi}{\hbar\omega_{\text{sp}}} [e - B_{\text{fiss}}(E^*)]\right)}. \quad (11)$$

Здесь $K_{\text{Kramers}} = \frac{\hbar\omega_{\text{gs}}}{T\omega_{\text{sp}}} \left(\sqrt{\omega_{\text{sp}}^2 + \eta^2/4} - \eta/2\right)$ — коэффициент Крамерса [22], который зависит от параметра вязкости η ; ω_{gs} и ω_{sp} — соответственно частоты коллективных

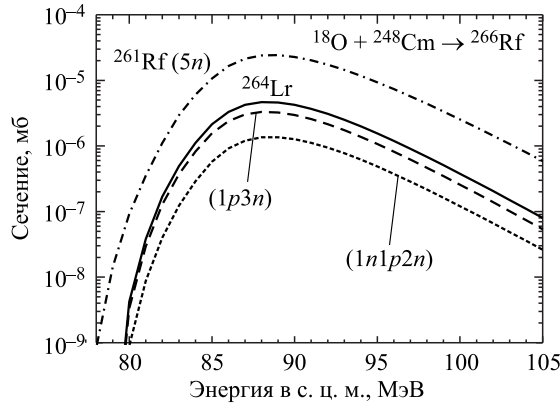


Рис. 3. Сечения выживания в xn и pxn испарительных каналах в реакции $^{18}\text{O} + ^{248}\text{Cm}$

колебаний в основном состоянии (gs) и в седловой точке (sp). В выражении (10) величина ρ_C^{sp} есть плотность состояний составного ядра, вычисленная в седловой точке. Барьер деления был аппроксимирован выражением

$$B_{\text{fiss}} = B_{\text{LDM}} - \delta U, \tag{12}$$

где B_{LDM} соответствует жидкокапельному делительному барьеру [23] и δU — оболочечная поправка к основному состоянию из работы [24]. Следует отметить, что для тяжелых и сверхтяжелых ядер основными каналами распада являются испарение нейтронов и деление. Это связано с достаточно высоким кулоновским барьером, который препятствует испусканию заряженных частиц. Тем не менее с некоторой вероятностью из образовавшегося тяжелого составного ядра может вылететь заряженная частица с последующим вылетом из него нескольких нейтронов или γ -квантов. Как видно из рис.3, сечение образования изотопа ^{264}Lr в $1p3n$ испарительном канале (сплошная кривая) примерно на порядок меньше по сравнению с сечением образования изотопа ^{261}Rf в $5n$ испарительном канале (штрихпунктирная кривая) в реакции слияния $^{18}\text{O} + ^{248}\text{Cm}$. Отметим, что в случае вылета заряженной частицы и нескольких нейтронов из составного ядра экспериментально нельзя определить, какая частица вылетела первой. Сечение образования испарительного остатка есть сумма всех возможных комбинаций. Расчеты показывают, что испарение заряженной частицы с последующим испусканием нейтронов более вероятно, чем когда испарению заряженной частицы предшествует испарение нейтрона(ов). Проиллюстрируем это на примере образования изотопа ^{264}Lr в реакции слияния $^{18}\text{O} + ^{248}\text{Cm}$. Как видно из рис.3, сечение образования испарительного остатка в предположении, что сначала вылетит протон, а за ним три нейтрона (штриховая кривая), превышает сечение для комбинации $1n1p2n$ (точечная кривая). Сплошной кривой показана сумма комбинаций $1p3n$ и $1n1p2n$. Учет других комбинаций не дает заметного вклада в сечение образования испарительного остатка. Поэтому в наших расчетах учитывались только две комбинации: когда заряженная частица вылетает первой и когда ей предшествует вылет одного нейтрона.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

Рассмотрим применение описанной выше модели для расчета сечений образования изотопов тяжелых и сверхтяжелых элементов в реакциях слияния. Первая стадия реакции, т. е. образование тяжелого составного ядра, вычислялась в рамках квантовой модели сильной связи каналов с учетом коллективных степеней свободы сталкивающихся ядер. Следует отметить, что наличие каналов перераспределения нейтронов с положительными значениями Q не будет давать вклада в сечение слияния, поскольку максимальный выход испарительных остатков наблюдается при надбарьерных энергиях столкновения, в то время как перераспределение нейтронов может привести к усилению слияния только в подбарьерной области. Ядро-ядерное взаимодействие было выбрано в форме потенциала Вудса–Саксона с параметризацией Акюза–Винтера [25].

Первым этапом анализа являлась проверка модели на имеющихся экспериментальных данных. Сечения образования изотопа ^{261}Rf в реакции слияния $^{18}\text{O} + ^{248}\text{Cm}$ в канале $5n$, а также образование изотопов радия $^{213,215}\text{Ra}$ и франция $^{213,214}\text{Fr}$ в реакции $^{22}\text{Ne} + ^{198}\text{Pt}$ в $5n$, $7n$, $1p6n$ и $1p5n$ испарительных каналах соответственно показаны на рис. 4. Символы соответствуют экспериментальным данным, полученным в работах [26–28]. Теоретические оценки сечений получены с помощью формулы (1) с пренебрежением вкладами каналов квазиделения на стадии образования составного ядра, т. е. при $P_{\text{CN}} = 1$. Видно, что такое предположение вполне оправдано при слиянии достаточно легких ядер, таких как O или Ne, с актинидными мишенями, и имеющиеся экспериментальные данные находятся в хорошем согласии с расчетами. Далее были исследованы комбинации сталкивающихся ядер, приводящие к синтезу новых нейтронообогащенных ядер с $Z = 102–107$. В качестве снарядов были выбраны легкие стабильные и радиоактивные нейтроноизбыточные ядра $^{22,23}\text{Ne}$ и ^{20}O . При слиянии этих ядер с актинидными мишенями с последующим испарением нейтронов и/или заряженной частицы могут образоваться новые изотопы из интересующей нас области с сечением, превышающим 1 пб. На рис. 5 приведены результаты расчетов сечений образования испарительных остатков в реакциях

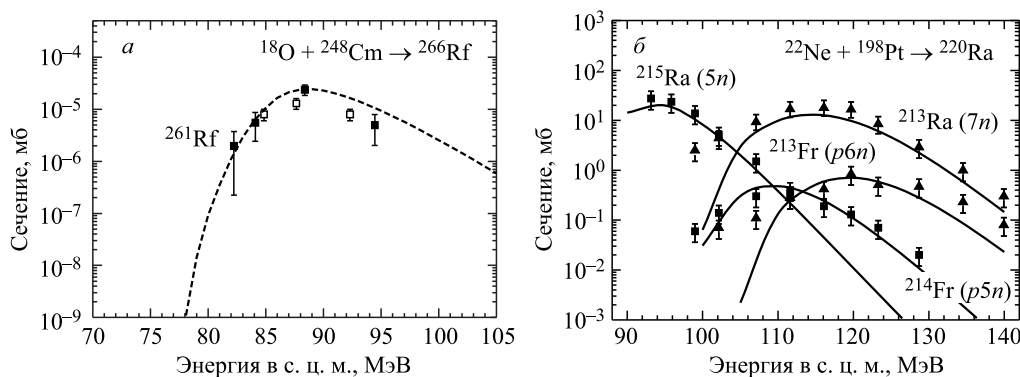


Рис. 4. Сечение образования испарительных остатков в реакциях слияния $^{18}\text{O} + ^{248}\text{Cm}$ и $^{22}\text{Ne} + ^{198}\text{Pt}$. Экспериментальные данные взяты из работы [26] (светлые символы) и [27] (темные символы) для первой реакции и из [28] для второй. Сплошные кривые соответствуют результатам расчетов

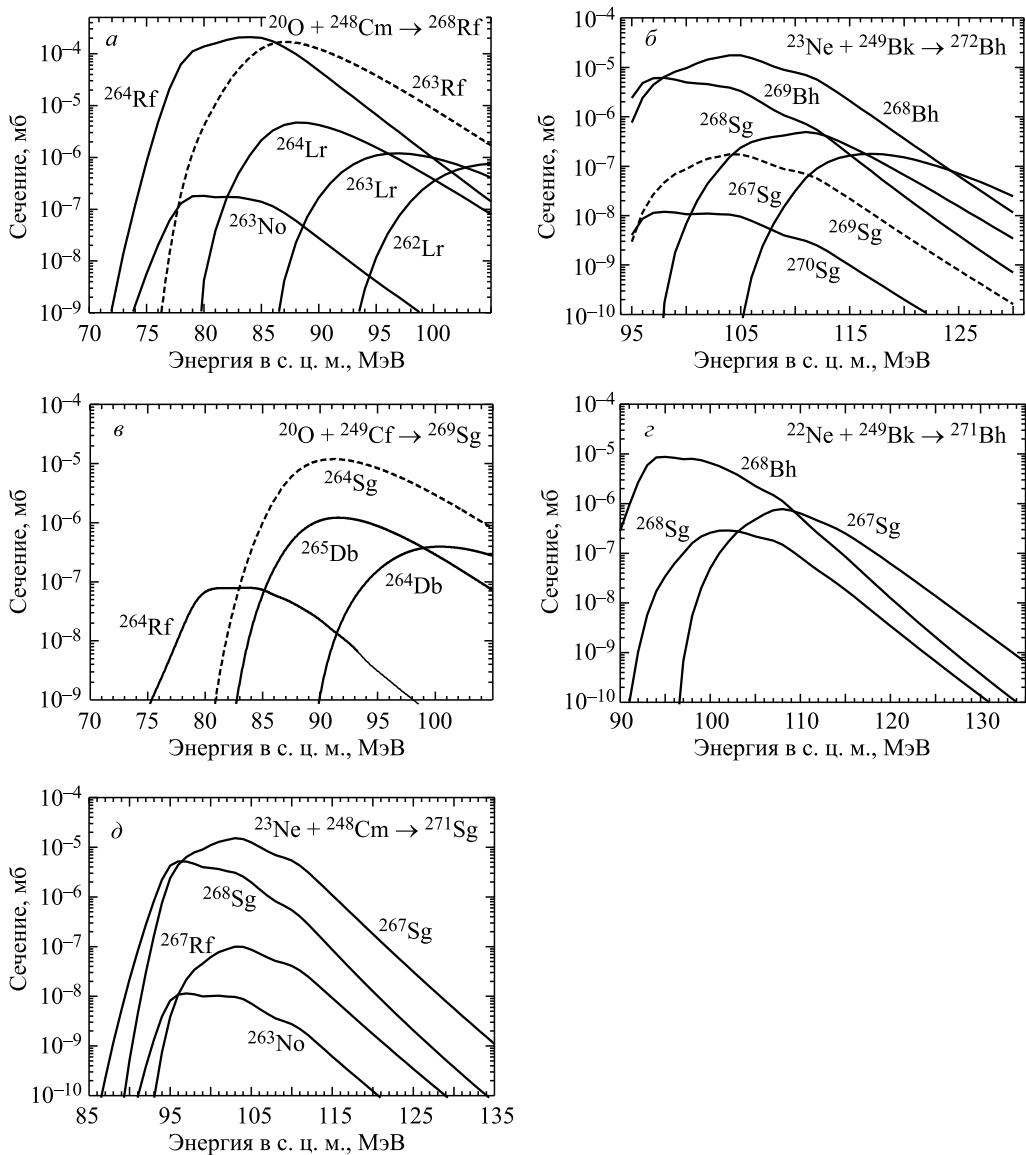


Рис. 5. Рассчитанные сечения образования новых изотопов тяжелых и сверхтяжелых элементов в xn , pxn и oxn испарительных каналах реакций слияния

слияния $^{22,23}\text{Ne}$, $^{20}\text{O} + ^{248}\text{Cm}$, ^{249}Cf , ^{249}Bk . В предложенных комбинациях могут быть синтезированы 11 новых ядер, перечисленных в таблице. Также в таблице приведены максимальные значения сечений в указанных каналах. Так, например, изотоп ^{268}Bh может быть получен с максимальным сечением 9,0 нб в реакции слияния $^{22}\text{Ne} + ^{249}\text{Bk}$, в которой образуется составное ядро ^{271}Bh , с последующим испарением трех нейтронов.

Максимальные сечения, рассчитанные для получения новых нуклидов в каналах испарения xn , $p xn$ и αxn в указанных реакциях слияния

Нуклид	Реакция	Канал	σ_{ER}^{max} , пб
^{263}No	$^{20}\text{O} + ^{248}\text{Cm}$	(αn)	190
^{263}Lr	$^{20}\text{O} + ^{248}\text{Cm}$	$(p4n)$	1200
^{264}Lr	$^{20}\text{O} + ^{248}\text{Cm}$	$(p3n)$	4800
^{264}Rf	$^{20}\text{O} + ^{248}\text{Cm}$	$(4n)$	$2,1 \cdot 10^5$
	$^{20}\text{O} + ^{249}\text{Cf}$	(αn)	80
^{267}Rf	$^{23}\text{Ne} + ^{248}\text{Cm}$	$(\alpha 2n)$	100
^{264}Db	$^{20}\text{O} + ^{249}\text{Cf}$	$(p4n)$	400
^{265}Db	$^{20}\text{O} + ^{249}\text{Cf}$	$(p3n)$	$1,2 \cdot 10^4$
^{267}Sg	$^{23}\text{Ne} + ^{248}\text{Cm}$	$(4n)$	$1,5 \cdot 10^4$
	$^{22}\text{Ne} + ^{249}\text{Bk}$	$(p3n)$	760
	$^{23}\text{Ne} + ^{249}\text{Bk}$	$(p4n)$	180
^{268}Bh	$^{22}\text{Ne} + ^{249}\text{Bk}$	$(3n)$	9000
^{268}Sg	$^{23}\text{Ne} + ^{248}\text{Cm}$	$(3n)$	5300
	$^{22}\text{Ne} + ^{249}\text{Bk}$	$(p2n)$	300
	$^{23}\text{Ne} + ^{249}\text{Bk}$	$(p3n)$	490
^{270}Sg	$^{23}\text{Ne} + ^{249}\text{Bk}$	$(p1n)$	12

Отметим, что в каналах с испусканием заряженной частицы, как правило, сечение ниже, чем в каналах с испарением нейтронов. Например, в реакциях $^{20}\text{O} + ^{248}\text{Cm}$ и $^{20}\text{O} + ^{249}\text{Cf}$ может образоваться ядро ^{264}Rf в испарительных каналах $4n$ и αn соответственно. Как видно из рис. 5 и таблицы, отношение максимумов сечений $\sigma_{EvR}^{4n}/\sigma_{EvR}^{\alpha n} \approx 10^3$. Следовательно, для получения ^{264}Rf целесообразно использовать первую комбинацию. Также ядра $^{267,268}\text{Sg}$ могут быть получены в реакции $^{23}\text{Ne} + ^{248}\text{Cm}$ с испарением четырех и трех нейтронов с большим выходом, чем в реакциях $^{22,23}\text{Ne} + ^{249}\text{Bk}$ в $p3n$ и $p4n$ испарительных каналах соответственно (см. таблицу).

В рассматриваемых реакциях ряд нейтронообогащенных ядер может быть синтезирован только в каналах с испарением заряженных частиц. Так, например, в реакции слияния $^{20}\text{O} + ^{248}\text{Cm}$ в αn -, $p4n$ - и $p3n$ -каналах образуются нуклиды ^{263}No и $^{263,264}\text{Lr}$. Достаточно больших сечений выхода можно ожидать для ^{265}Db в реакции $^{20}\text{O} + ^{249}\text{Cf}$ в $p3n$ -канале.

Как было отмечено во введении, один из способов продвижения в область нейтронообогащенных изотопов сверхтяжелых элементов может быть основан на регистрации остатков испарения, полученных при испарении заряженной частицы (протона или α -частицы) и нескольких нейтронов [5]. Для расчета сечений образования остатков испарения в области сверхтяжелых ядер с помощью выражения (1) необходимо знать величину вероятности образования составного ядра P_{CN} . Нахождение этой величины является чрезвычайно сложной самостоятельной задачей, требующей проведения трудоемких динамических расчетов, например, в моделях [4, 15]. Однако определенные выводы о сечениях выживания в $p xn$ - и αxn -каналах могут быть сделаны уже из сравнения вероятностей выживания сверхтяжелой системы в xn испарительных каналах и $p xn(\alpha xn)$ -каналах.

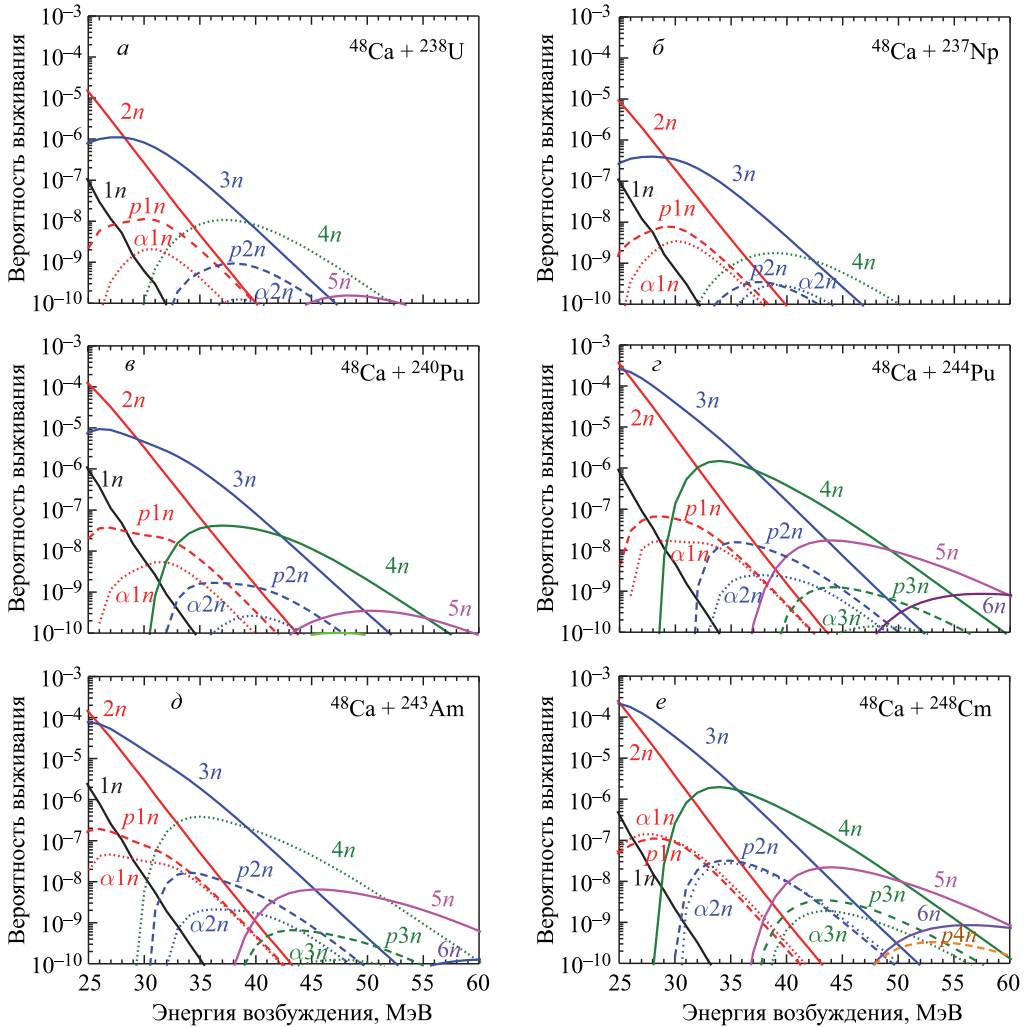


Рис. 6. Рассчитанные вероятности выживания составного ядра в xn , pxn и αxn испарительных каналах в реакциях слияния $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$, ^{237}Np , $^{240,244}\text{Pu}$, ^{243}Am и ^{248}Cm

Такое сравнение показано на рис. 6 и 7. Отношения полной вероятности выживания в каналах с испарением заряженной частицы к вероятности выживания в каналах с испусканием только нейтронов, $P_{pxn}/x_n = \sum_x P_{pxn} / \sum_x P_{xn}$ и $P_{\alpha xn}/x_n = \sum_x P_{\alpha xn} / \sum_x P_{xn}$, приближенно соответствуют отношению соответствующих сечений (рис. 8). Расчеты выполнены для xn -каналов при $x = 1-6$ и $pxn(\alpha xn)$ -каналов при $x = 1-5$. Из представленных результатов видно, что вероятность выживания сверхтяжелого ядра относительно деления быстро падает с ростом его энергии возбуждения. В то же время с ростом энергии возбуждения составного ядра увеличивается относительная вероятность выживания в каналах с испусканием заряженных частиц. При энергии возбуждения по-

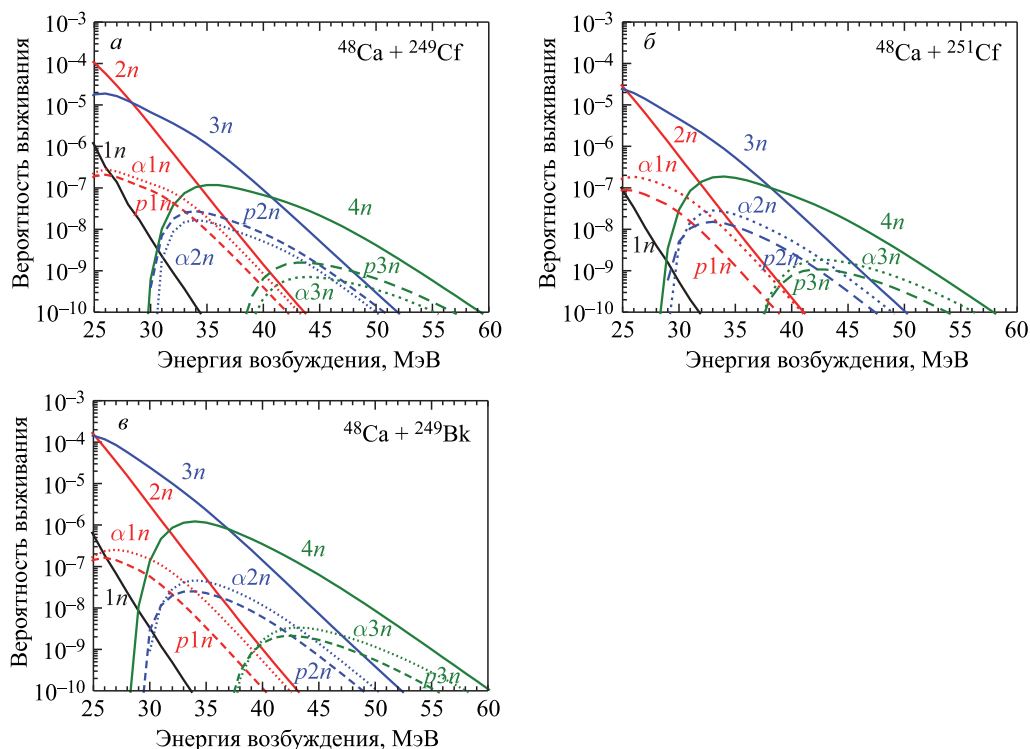


Рис. 7. То же, что на рис. 6, но для реакций $^{48}\text{Ca} + ^{249}\text{Bk}$ и $^{249,251}\text{Cf}$

рядка 60 МэВ величины $P_{pxn/xn}$ и $P_{\alpha xn/xn}$ могут быть близки к единице. В области энергий возбуждения 40–45 МэВ сечения выживания в каналах с испарением протона в зависимости от реакции могут составлять от 1 до 10% от сечения образования остатков испарения в xn -каналах. Для αxn -каналов эта же величина варьируется от 0,3 до 10%. Максимальная выживаемость в pxn -каналах в указанном диапазоне энергий возбуждения (40–45 МэВ) предсказывается для реакций $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$, ^{248}Cm и ^{249}Cf , а в αxn -каналах — для реакций $^{48}\text{Ca} + ^{237}\text{Np}$, ^{249}Bk и $^{249,251}\text{Cf}$. Соответствующие сечения достижимы экспериментально, в особенности с использованием высокоинтенсивных пучков ^{48}Ca , ожидаемых на создаваемой в ЛЯР ОИЯИ фабрике сверхтяжелых элементов.

Таким образом, можно сделать следующие выводы. Реакции слияния легких ионов с актинидными мишенями могут быть использованы для синтеза новых обогащенных нейтронами изотопов трансфермиевых элементов с $Z = 102–107$. В этой работе изучены реакции слияния $^{22,23}\text{Ne}$, $^{20}\text{O} + ^{248}\text{Cf}$, ^{249}Cf , ^{249}Bk . Обнаружено, что в этих реакциях могут быть синтезированы 11 новых нуклидов в xn -, pxn - и αxn -каналах с сечениями от 10 пб до 0,1 мкб. Изучен вопрос о получении новых нейтронообогащенных изотопов сверхтяжелых элементов в каналах с испусканием заряженных частиц. Соответствующие сечения выживания в области энергий возбуждения 40–45 МэВ могут составлять от 0,3 до 10% от сечений выживания в xn -каналах, что вполне достижимо

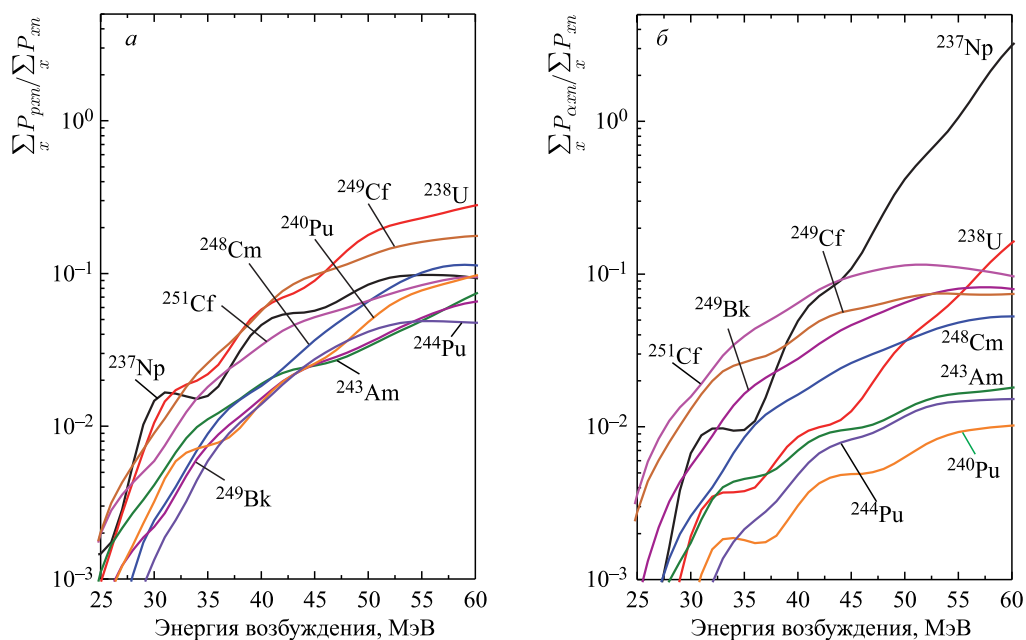


Рис. 8. Отношения вероятностей $P_{pxn/xn}$ (а) и $P_{\alpha xn/xn}$ (б) в реакциях слияния $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$, ^{237}Np , $^{240,244}\text{Pu}$, ^{243}Am , ^{248}Cm , ^{249}Bk и $^{249,251}\text{Cf}$

на существующих и создаваемых экспериментальных комплексах. Полученные результаты могут быть полезны при анализе результатов и планировании соответствующих экспериментов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Morita K. SHE Research at RIKEN/GARIS // Nucl. Phys. A. 2015. V. 944, Suppl. C. P. 30.
2. Oganessian Yu. Ts., Utyonkov V. K. Super-Heavy Element Research // Rep. Prog. Phys. 2015. V. 78, No. 3. P. 036301.
3. Hong J., Adamian G. G., Antonenko N. V. Possibilities of Production of Transfermium Nuclei in Charged-Particle Evaporation Channels // Phys. Rev. C. 2016. V. 94. P. 044606.
4. Hong J., Adamian G., Antonenko N. Ways to Produce New Superheavy Isotopes with $Z = 111-117$ in Charged Particle Evaporation Channels // Phys. Lett. B. 2017. V. 764. P. 42.
5. Oganessian Yu. Ts. Experimental Studies of SHE // 3rd Intern. Symp. on Super-Heavy Elements "Challenges in the Studies of Super-Heavy Nuclei and Atoms". Kazimierz Dolny, Poland, 2017.
6. Karpov A. V., Denikin A. S., Alekseev A. P., Zagrebaev V. I., Rachkov V. A., Naumenko M. A., Saiko V. V. NRV Web Knowledge Base on Low-Energy Nuclear Physics // Phys. At. Nucl. 2016. V. 79, No. 5. P. 749.
7. Karpov A., Denikin A., Naumenko M., Alekseev A., Rachkov V., Samarin V., Saiko V., Zagrebaev V. NRV Web Knowledge Base on Low-Energy Nuclear Physics // Nucl. Instr. Meth. A. 2017. V. 859. P. 112.
8. Zagrebaev V. I. Synthesis of Superheavy Nuclei: Nucleon Collectivization as a Mechanism for Compound Nucleus Formation // Phys. Rev. C. 2001. V. 64. P. 034606.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.64.034606>.

9. Zagrebaev V. I. Sub-Barrier Fusion Enhancement due to Neutron Transfer // Phys. Rev. C. 2003. V. 67. P. 061601. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.67.061601>.
10. Rachkov V. A., Karpov A. V., Denikin A. S., Zagrebaev V. I. Examining the Enhancement of Sub-Barrier Fusion Cross Sections by Neutron Transfer with Positive Q Values // Phys. Rev. C. 2014. V. 90. P. 014614.
11. Hagino K., Rowley N., Kruppa A. A Program for Coupled-Channel Calculations with All Order Couplings for Heavy-Ion Fusion Reactions // Comp. Phys. Commun. 1999. V. 123. P. 143.
12. Zagrebaev V. I., Samarin V. V. Near-Barrier Fusion of Heavy Nuclei: Coupling of Channels // Phys. At. Nucl. 2004. V. 67, No. 8. P. 1462–1477. <http://dx.doi.org/10.1134/1.1788037>.
13. Karpov A. V., Rachkov V. A., Samarin V. V. Quantum Coupled-Channels Model of Nuclear Fusion with a Semiclassical Consideration of Neutron Rearrangement // Phys. Rev. C. 2015. V. 92. P. 064603. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.92.064603>.
14. Zagrebaev V., Greiner W. Synthesis of Superheavy Nuclei: A Search for New Production Reactions // Phys. Rev. C. 2008. V. 78. P. 034610. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.78.034610>.
15. Zagrebaev V., Greiner W. Unified Consideration of Deep Inelastic, Quasi-Fission and Fusion–Fission Phenomena // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 2005. V. 31, No. 7. P. 825.
16. Karpov A. V., Saiko V. V. Modeling Near-Barrier Collisions of Heavy Ions Based on a Langevin-Type Approach // Phys. Rev. C. 2017. V. 96. P. 024618.
17. Iljinov A., Mebel M., Bianchi N., Sanctis E. D., Guaraldo C., Lucherini V., Muccifora V., Polli E., Reolon A., Rossi P. Phenomenological Statistical Analysis of Level Densities, Decay Widths and Lifetimes of Excited Nuclei // Nucl. Phys. A. 1992. V. 543, No. 3. P. 517–557.
18. Hill D. L., Wheeler J. A. Nuclear Constitution and the Interpretation of Fission Phenomena // Phys. Rev. 1953. V. 89. P. 1102. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.89.1102>.
19. Загребаев В. И. Частное сообщение.
20. Fröbrich P., Gontchar I. Langevin Description of Fusion, Deep-Inelastic Collisions and Heavy-Ion-Induced Fission // Phys. Rep. 1998. V. 292, No. 3. P. 131–237.
21. Schmidt K. H., Morawek W. The Conditions for the Synthesis of Heavy Nuclei // Rep. Prog. Phys. 1991. V. 54, No. 7. P. 949.
22. Kramers H. Brownian Motion in a Field of Force and the Diffusion Model of Chemical Reactions // Physica. 1940. V. 7, No. 4. P. 284–304.
23. Sierk A. J. Macroscopic Model of Rotating Nuclei // Phys. Rev. C. 1986. V. 33. P. 2039–2053.
24. Möller P., Sierk A., Ichikawa T., Sagawa H. Nuclear Ground-State Masses and Deformations: FRDM(2012) // At. Data Nucl. Data Tables. 2016. V. 109–110. P. 1–204.
25. Akyüz Ö., Winther A. // Nuclear Structure and Heavy-Ion Collisions / Ed. by R. A. Broglia et al. Proc. of Intern. School of Physics, Enrico Fermi, Course LXXVII. Varenna, 1979.
26. Nagame Y., Asai M., Haba H. Production Cross Sections of ^{261}Rf and ^{262}Db in Bombardments of ^{248}Cm with ^{18}O and ^{19}F Ions // J. Nucl. Rad. Sci. 2002. V. 3, No. 1. P. 85–88.
27. Murakami M., Goto S., Murayama H., Kojima T., Kudo H., Kaji D., Morimoto K., Haba H., Kudou Y., Sumita T., Sakai R., Yoneda A., Morita K., Kasamatsu Y., Kikunaga H., Sato T. K. Excitation Functions for Production of Rf Isotopes in the $^{248}\text{Cm} + ^{18}\text{O}$ Reaction // Phys. Rev. C. 2013. V. 88. P. 024618.
28. Andreyev A., Bogdanov D., Chepigin V., Kabachenko A., Malyshev O., Muzichka Y., Oganessian Yu. Ts., Popeko A., Pustynnik B., Sagaidak R., Ter-Akopian G., Yeregin A. Decay Widths of Highly Excited Ra Compound Nuclei // Nucl. Phys. A. 1997. V. 620, No. 2. P. 229–248.