



Объединенный
институт
ядерных
исследований
Дубна

3750/2-80

11/8-80

P4-80-356

А.С.Ильинов, Ю.Ц.Оганесян, Е.А.Черепанов

ВЛИЯНИЕ ЭМИССИИ γ -КВАНТОВ
НА СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ
ТРАНСУРАНОВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ
В РЕАКЦИЯХ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

Направлено в ЯФ

1980

ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно, что составные ядра, образующиеся в реакциях с тяжелыми ионами, обладают большими значениями углового момента. Высокий угловой момент влияет на различные характеристики процесса девозбуждения составного ядра, в частности, приводит к росту эмиссии γ -квантов^{/1,2/}. В последние годы большое внимание уделяется исследованию множественности, энергетических спектров γ -квантов для определения угловых моментов и других свойств составных ядер, образующихся в результате слияния тяжелого иона с ядром-мишенью /см., например, обзор^{/3/}/. Но эмиссия γ -квантов должна влиять и на такую важную с точки зрения синтеза новых элементов характеристику реакции, как сечение образования конечных продуктов. Широко применяемые методы расчета сечений образования трансурановых изотопов^{/4-6/} не учитывают конкуренцию эмиссии γ -квантов с процессами испарения частиц и деления составного ядра. Эта конкуренция достаточно подробно изучена лишь в области легких и средних составных ядер^{/7-11/}. Целью данной работы является исследование влияния эмиссии γ -квантов на сечения образования изотопов трансурановых элементов.

МЕТОД РАСЧЕТА

Образовавшееся в реакциях с тяжелыми ионами составное ядро снимает свое возбуждение путем последовательной эмиссии нескольких частиц, главным образом нейтронов. У тяжелых составных ядер определяющую роль начинает играть конкуренция процесса деления в каждом звене испарительной цепочки, что сильно уменьшает выход конечных изотопов. Эмиссия нескольких нейтронов уносит большую часть начальной энергии возбуждения, но сравнительно малый угловой момент. Оставшийся достаточно высокий угловой момент уносится каскадом γ -квантов.

Обычно в расчетах сечений образования изотопов^{/4-6/} достаточно корректно рассматривается лишь испарение частиц и деление, а строгое рассмотрение эмиссии γ -квантов заменяется предположением, что оставшаяся после испарения последней частицы энергия возбуждения E^* уносится γ -квантами. Между тем при сравнительно больших "тепловых" энергиях $E^* - E_{rot} / E_{rot}$ - вращательная энергия ядра/, близких к энергии связи нейтрона,

эмиссия γ -квантов будет заметно конкурировать с другими каналами распада составного ядра. В данной работе в отличие от работ ^{4-6/} рассмотрена эта конкуренция для состояний, лежащих выше YRAST-полосы.

Как было показано в работе ^{12/}, в интересующей нас области сравнительно больших "тепловых" возбуждений $E^* - E_{\text{rot}} > 1,5$ МэВ доминируют статистические электрические дипольные переходы. После статистического γ -каскада последующий распад происходит многими путями вдоль YRAST-области, пока не будет достигнута ротационная полоса, которая и сконцентрирует полную интенсивность всех γ -каскадов. По данным работы ^{12/} в области малых "тепловых" возбуждений $E^* - E_{\text{rot}} < 0,5$ МэВ преобладают электрические квадрупольные переходы, а в промежуточной области $0,5 < E^* - E_{\text{rot}} < 1,5$ МэВ имеется смесь E1-и E2-переходов. Поскольку обычно значения энергии связи нейтронов и барьеров деления превышают величину 1,5 МэВ, можно считать, что с испарением нейтронов и делением конкурирует эмиссия электрического дипольного излучения.

Это утверждение справедливо при не очень больших значениях углового момента $I \leq (50-60) \hbar$. В случае сильно вращающихся ядер необходимо учитывать уменьшение величины энергии связи частиц ^{27/} и барьера деления ^{28-30/} с ростом I , а также вклад статистического квадрупольного γ -излучения ^{31/}.

Расчет процесса девозбуждения составного ядра выполнялся методом Монте-Карло на основе подхода, рассматривающего влияние большого углового момента на характеристики испущенных частиц ^{13/}. В данном подходе естественным образом учитывается изменение характеристик составного ядра /числа нейтронов N и протонов Z , энергии возбуждения E^* и углового момента I / на промежуточных ступенях испарительного каскада.

На каждой ступени каскада рассмотрена конкуренция эмиссии γ -квантов с делением и испарением различных частиц / p , n , d , t , ^3He , α /. Необходимые для этого парциальные ширины эмиссии частиц Γ_i и деления Γ_f рассчитывались с помощью обычных выражений, полученных в рамках статистической модели ядерных реакций ^{14/}. Аналогично, применяя принцип детального баланса, для радиационной ширины имеем:

$$\Gamma_\gamma(E^*, I) = 3(\pi \hbar c)^{-2} \int_0^{E^* - E_{\text{rot}}} \sigma_{\gamma A}(E_\gamma) \frac{\rho(E^* - E_\gamma, I)}{\rho(E^*, I)} E_\gamma^2 dE_\gamma, \quad /1/$$

где ρ - плотность уровней составного ядра, E_γ - энергия испущенного γ -кванта, $\sigma_{\gamma A}$ - сечение фотопоглощения. При выводе уравнения /1/ использовано то обстоятельство, что для испускания дипольных γ -квантов из составного ядра с большим угловым моментом $\rho(E^*, I+1) \approx \rho(E^*, I-1) \approx \rho(E^*, I)$.

Сечение дипольного фотопоглощения описывалось выражением

$$\sigma_{\gamma A}^{E1}(E_\gamma) = \sigma_0^{E1} E_\gamma^2 \Gamma_R^2 [(E_\gamma^2 - E_R^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma_R^2]^{-1}, \quad /2/$$

где для параметров гигантского резонанса использовалась следующая аппроксимация экспериментальных данных, взятых из работы ^{15/}: $\sigma_0^{E1} = 2,5 \cdot A$ мб, $\Gamma_R = 0,3 \cdot E_R$ МэВ, $E_R = 40,3 \cdot A^{-1/5}$ МэВ. Подставив выражение /2/ и ферми-газовое приближение для плотности уровней $\rho(E^*, I) \sim \exp[2\sqrt{aA(E^* - E_{\text{rot}})}]$ в уравнение /1/, получим

$$\Gamma_\gamma(E^*, I) = 3(\pi \hbar c)^{-2} \sigma_0^{E1} \int_0^{E^* - E_{\text{rot}}} E_\gamma^4 \Gamma_R^2 \times \\ \times [(E_\gamma^2 - E_R^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma_R^2]^{-1} \cdot \exp\left\{2\sqrt{aA(E^* - E_{\text{rot}} - E_\gamma)} - 2\sqrt{aA(E^* - E_{\text{rot}})}\right\} dE_\gamma. \quad /3/$$

В дальнейших расчетах выполнялось численное интегрирование в уравнении /3/. Вращательная энергия $E_{\text{rot}} = \hbar^2 I^2 / 2\mathcal{J}$ вычислялась с "твердотельным" значением момента энергии ядра \mathcal{J} для $r_\sigma = 1,2$ фм.

На необходимость более корректного описания эмиссии γ -квантов указывают уже результаты расчета парциальных ширин. Как видно из рис.1, основными конкурирующими каналами распада тяжелого составного ядра являются деление, испарение нейтронов и эмиссия γ -квантов. Образующиеся в реакциях с тяжелыми ионами сильнодефицитные составные ядра являются обычно нейтронодефицитными и имеют поэтому достаточно большие значения энергии связи нейтрона B_n , превышающие высоту их барьера деления B_f^* . Это означает, что у тяжелых нейтронодефицитных ядер при малой "тепловой" энергии возбуждения $E^* - E_{\text{rot}} < B_n$ единственным конкурирующим с делением процессом будет эмиссия γ -квантов.

На рис.2 показаны основные конкурирующие каналы распада возбужденных ядер ^{293}U , ^{248}Fm , ^{256}Fm и $^{256}\text{102}$. Область, в которой конкурируют только два процесса - деление и эмиссия γ -квантов, тем шире по энергии возбуждения, чем больше для данного ядра разность $B_n - B_f$.

Таким образом, включение в расчет эмиссии γ -квантов должно увеличить сечения реакций $(nI, \alpha\gamma)$ при всех значениях x , поскольку ее влияние будет всегда заметным в последнем звене любой испарительной цепочки.

* Энергии связи частиц вычислялись по формуле масс ядер Камерона и др. ^{16/}, а барьеры деления - по формулам из работы ^{17/}.

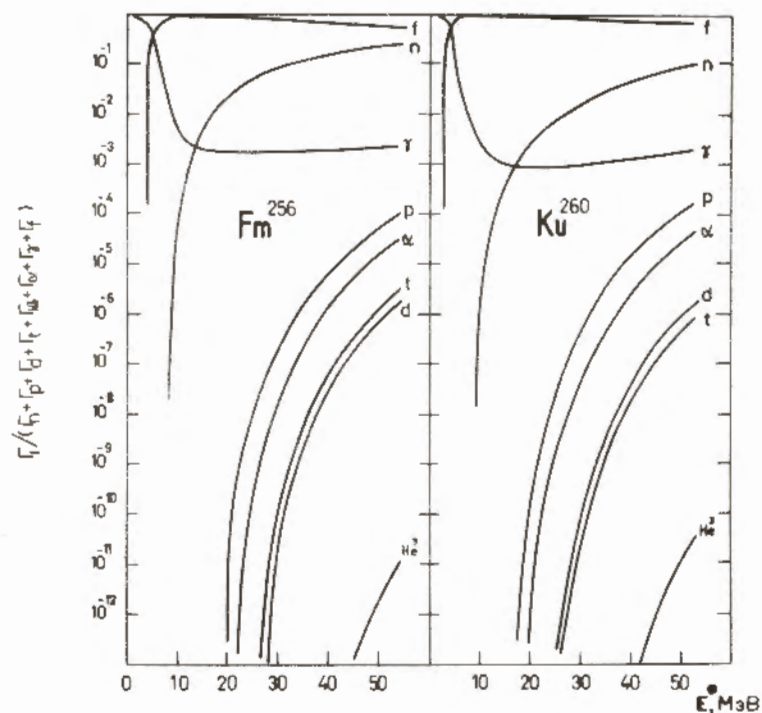


Рис.1. Зависимость от энергии возбуждения E^* вероятностей Γ_i/Γ_{tot} различных каналов распада ядер ^{256}Fm и ^{260}Ku , имеющих угловой момент $I = 20\hbar$.

ФУНКЦИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ РЕАКЦИЙ (HI, хл γ)

Поскольку учет эмиссии γ -квантов в дальнейшем приведет к переопределению параметров используемой модели ^{10,13/}, сейчас преждевременно ставить задачу наилучшего описания экспериментальных функций возбуждения. В данной работе мы собираемся лишь выяснить, какова должна быть величина исследуемого эффекта при некоторых разумных значениях параметров модели *. Поэтому сравнение с экспериментом будет сделано в произвольных

* Для наиболее важных параметров плотности уровней ядра в случаях испарения частиц (а) и деления (а_r) взяты значения $a = a_r = 0,1 \text{ МэВ}^{-1}$. Как показали расчеты ^{18/} можно воспроизвести абсолютные значения функций возбуждения, взяв отношение параметров $a_f/a_n > 1$.

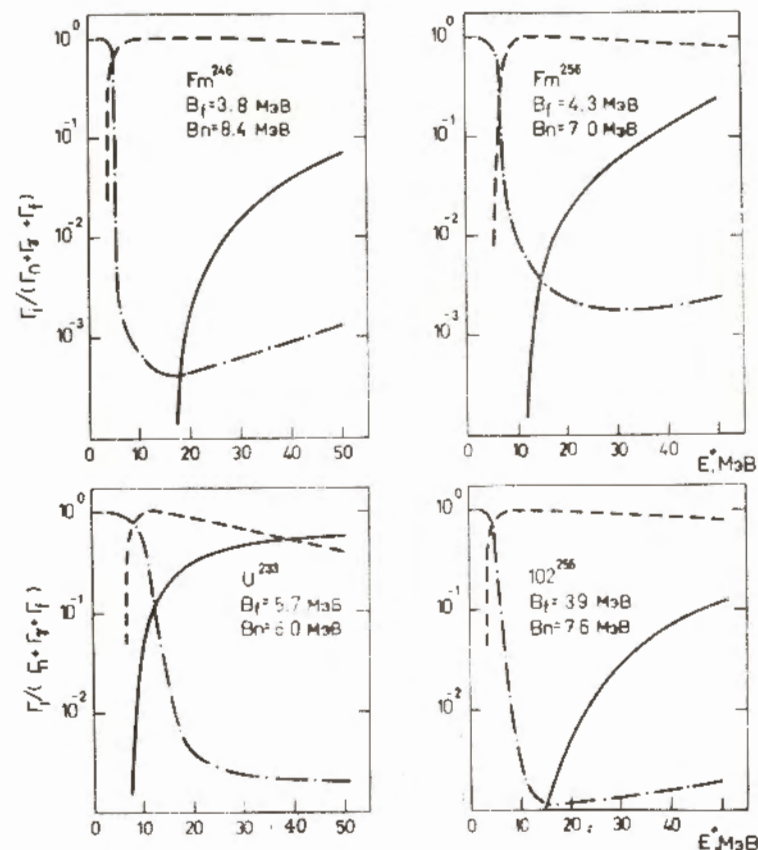


Рис.2. Зависимость от энергии возбуждения E^* вероятностей испарения нейтронов Γ_n/Γ_{tot} /сплошная кривая/, эмиссии γ -квантов $\Gamma_\gamma/\Gamma_{tot}$ /штрих-пунктир/ и деления Γ_f/Γ_{tot} /пунктир/ для ядер ^{233}U , ^{246}Fm , ^{256}Fm и $^{102}\text{256}$, имеющих угловой момент $I = 20\hbar$.

единицах, в то время как величина эффекта от эмиссии γ -квантов будет дана в абсолютных единицах для каждой конкретной функции возбуждения.

Реакции с испусканием большого числа нейтронов ($x \geq 4$).

Рассмотрим прежде традиционно используемые для синтеза новых элементов реакции, когда тяжелые мишени (U, Cm, Cf) облучаются сравнительно легкими ионами (N, O, Ne). В этом случае

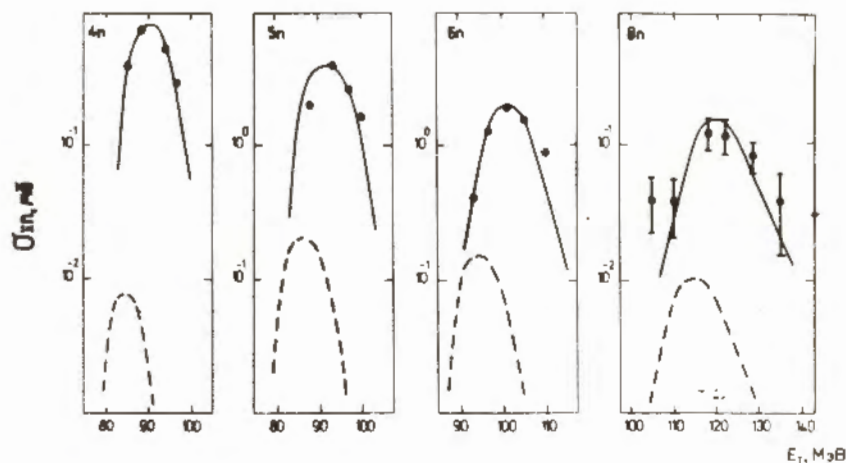


Рис. 3. Функции возбуждения реакции $^{238}\text{U}(^{18}\text{O}, xn)^{256-x}\text{Fm}$. По оси абсцисс отложена кинетическая энергия в лаб. системе. Экспериментальные точки взяты из работы ^{/19/}. Сплошная и пунктирная кривые - расчет с учетом и без учета эмиссии γ -квантов соответственно.

минимально возможная для избранной комбинации ион-мишень энергия возбуждения E_{min}^* достаточно велика, поэтому из составного ядра испаряется большое число нейтронов ($x \geq 4$). В качестве примера здесь выбрана хорошо изученная реакция $^{238}\text{U}(^{18}\text{O}, xn)^{256-x}\text{Fm}$.

Как и в случае средних ядер ^{/10/}, учет эмиссии γ -квантов приводит к сдвигу максимума функции возбуждения в сторону больших энергий и к увеличению ее ширины /см. рис. 3/. В результате этого расчетная форма функции возбуждения лучше согласуется с экспериментальной. Но наиболее сильно влияет эмиссия γ -квантов на абсолютную величину сечений реакций (H , xn). Сечения реакций с $x \geq 5$ возрастают на одну и ту же величину /в ~ 10 раз/, что отражает примерно равную роль эмиссии γ -квантов в последнем звене испарительных цепочек разной длины. У реакции, протекающей вблизи барьера слияния ($x = 4$), сечение возрастает сильнее, поскольку при фиксированном значении E_{min}^* испускание γ -квантов открывает возможность испарения из составного ядра меньшего числа нейтронов. Таким образом, включение эмиссии γ -квантов не только увеличивает сечения xn -реакций, но и изменяет соотношение между максимальными сечениями эмиссии различного числа нейтронов вблизи барьера слияния.

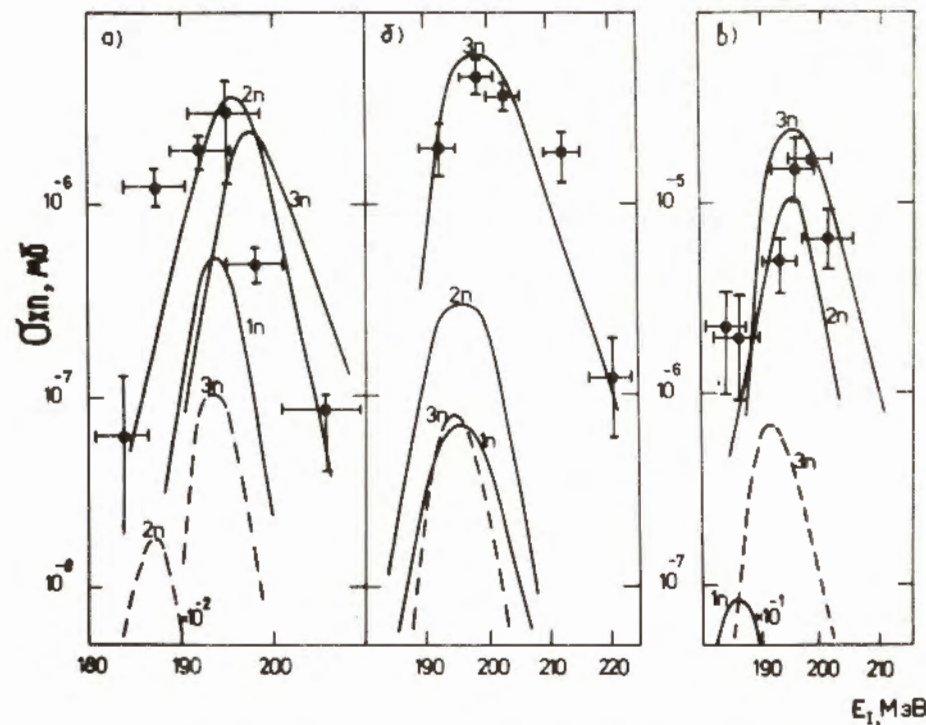


Рис. 4. Функции возбуждения реакций: а/ $^{206}\text{Pb}(^{40}\text{Ar}, \text{xn})^{246-x}\text{Fm}$, б/ $^{207}\text{Pb}(^{40}\text{Ar}, \text{xn})^{247-x}\text{Fm}$, в/ $^{208}\text{Pb}(^{40}\text{Ar}, \text{xn})^{248-x}\text{Fm}$. Экспериментальные сечения реакций $^{206}\text{Pb}(^{40}\text{Ar}, 2\text{n})^{244}\text{Fm}$ и $^{207}\text{Pb}(^{40}\text{Ar}, 3\text{n})^{244}\text{Fm}$ взяты из работы ^{/21/}, а реакции $^{208}\text{Pb}(^{40}\text{Ar}, 3\text{n})^{245}\text{Fm}$ - из работы ^{/22/}. Остальные обозначения - как на рис. 3.

Реакции с испусканием малого числа нейтронов ($x \leq 3$). Еще более возрастает роль γ -эмиссии в реакциях, реализующих другой способ синтеза трансфермиевых элементов, в котором мишенью служат магические ядра Pb, бомбардируемые ионами тяжелее Ar ^{/20/}. В этом случае образуются слабовозбужденные составные ядра, которые затем испускают всего 2 или 3 нейтрона. На рис. 4 приведено сравнение экспериментальных функций возбуждения для реакции $\text{Pb}(^{40}\text{Ar}; 2\text{n}, 3\text{n})\text{Fm}$ с расчетом.

В отличие от работ ^{/10, 18/} здесь для получения более определенных оценок сечений реакций с испусканием малого числа нейтронов сечение образования составного ядра рассчитывалось

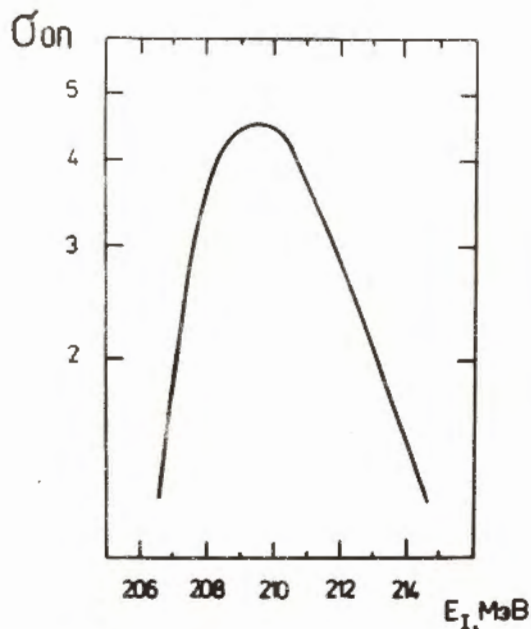


Рис.5. Зависимость сечения радиационного захвата ядра ^{48}Ca ядром ^{208}Pb /в отн. единицах/ от энергии иона в лаб. системе.

методом, описанным в работе ^{/23/}. Одновременное влияние двух факторов - укорочения испарительной цепочки и близости барьера слияния - приводит к тому, что после включения в расчет эмиссии γ -квантов сечения $2n$ - и $3n$ -реакций возрастают ~в 100 раз. Кроме того, появляется реакция с испусканием одного нейтрона.

Как отмечалось в работах ^{/20,21,23/}, сечения реакций с испусканием малого числа нейтронов очень чувствительны к величине барьера слияния. Это открывает возможность определения величины V_{fus} путем измерения сечений реакций с $x \leq 3$. В таком анализе важно учитывать эмиссию γ -квантов, поскольку она также влияет на σ_{xn} , как и уменьшение барьера слияния V_{fus} .

Делимости трансурановых ядер. Сильное влияние эмиссии γ -квантов на сечения выхода изотопов указывает на необходимость ее учета и при извлечении из экспериментальных данных информации о свойствах высоковозбужденных ядер. Одним из таких свойств является отношение парциальных ширин эмиссии нейтрона и деления Γ_n/Γ_f , которое извлекается из измеренных сечений xn -реакций с помощью соотношения ^{/4,23/}

$$\langle \Gamma_n/\Gamma_f \rangle = (\sigma_{xn}^{\text{эсп.}}/\sigma_{xn}^{\text{расч.}})^{1/x},$$

где $\sigma_{xn}^{\text{расч.}}$ - расчетное сечение без учета деления. Это выражение получено в предположении, что у тяжелых ядер с делением конкурирует только эмиссия нейтронов и что $\Gamma_f \gg \Gamma_n$. Из приведенных здесь расчетов следует, что определенные таким образом делимости ядер следует рассматривать лишь как некоторые эффективные величины, которые не только усреднены по достаточно широкому интервалу энергий возбуждения, но и содержат в себе

вклад от радиационной ширины Γ_γ . Эффективные значения $\langle \Gamma_n/\Gamma_f \rangle$ будут тем сильнее отличаться от истинных, чем меньше число испущенных нейтронов в используемой для анализа реакции.

Радиационный захват тяжелого иона ядром-мишенью. Рост сечений реакций с минимальным числом испущенных нейтронов ($x=1,2$) в результате эмиссии γ -квантов приводит к тому, что в некоторых благоприятных комбинациях ион-мишень сечение процесса радиационного захвата (HI, γ) может не оказаться пренебрежимо малым. В табл. 1 приведены отношения сечения радиационного захвата σ_{xy} к сечениям σ_{xn} для реакций слияния ионов ^{40}Ar и ^{48}Ca с ядрами Pb , которые имеют достаточно малые значения энергии возбуждения E_{min}^* . Однако даже в этих благоприятных комбинациях расчетные сечения σ_{xy} в $10^3 - 10^4$ раз меньше сечений наиболее вероятных $2n$ - и $3n$ -реакций, что не противоречит измеренным ^{/24/} верхним пределам для сечения радиационного захвата. На рис.5 показана также функция возбуждения реакции $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, \gamma)^{256}\text{102}$. Расчетная функция возбуждения - весьма узкая, с шириной на полувысоте, примерно равной 5 МэВ.

Таблица

Отношение сечения радиационного захвата к сечениям $2n$ - и $3n$ -реакций

Реакция	σ_{xy}/σ_{2n}		σ_{xy}/σ_{3n}	
	расчет	эксперимент ^{/24/}	расчет	эксперимент ^{/24/}
$^{40}\text{Ar} + ^{206}\text{Pb}$	$1,9 \cdot 10^{-4}$	-	$3,0 \cdot 10^{-4}$	-
$^{40}\text{Ar} + ^{208}\text{Pb}$	$1,3 \cdot 10^{-4}$	-	$5,6 \cdot 10^{-5}$	-
$^{48}\text{Ca} + ^{204}\text{Pb}$	$9,3 \cdot 10^{-4}$	$< 5 \cdot 10^{-3} *$	$1,0 \cdot 10^{-3}$	$< 8,0 \cdot 10^{-2} *$
$^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$	$4,2 \cdot 10^{-5}$	-	$5,7 \cdot 10^{-5}$	-

* Экспериментальные значения предела получены путем пересчета измеренных сечений $2n$ - и $3n$ -реакций на изотопах ^{207}Pb и ^{208}Pb к мишени из изотопа ^{204}Pb .

Разумеется, приведенные здесь величины сечений радиационного захвата следует рассматривать, как сугубо оценочные. Это объясняется не только теми упрощениями, которые сделаны в расчетах эмиссии γ -квантов. Дело в том, что реакция (HI, γ) является подбарьерной, поэтому ее сечение чувствительно не

только к величине, но и к форме барьера слияния. Поскольку экспериментальные значения барьеров слияния для ионов ^{40}Ar и ^{48}Ca еще не измерены с необходимой высокой точностью, рассчитанные сечения σ_{xy} имеют большую неопределенность. Вместе с тем экспериментальное обнаружение процесса радиационного захвата тяжелого иона дало бы ценную информацию о барьере слияния.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведенные в данной работе оценки показывают, что в области тяжелых сильнодеформируемых составных ядер конкуренция процесса эмиссии γ -квантов с процессами испарения нейтрона и деления оказывает сильное влияние на сечения образования конечных продуктов реакции:

а/ функции возбуждения $(\text{HI}, \text{хп}\gamma)$ -реакций уширяются, а их максимум сдвигается в сторону больших энергий, что приводит к лучшему согласию с экспериментом;

б/ возрастает абсолютная величина сечений реакций $(\text{HI}, \text{хп}\gamma)$;

в/ вблизи барьера слияния растет вклад реакций с испусканием минимально возможного числа нейтронов.

Причиной занижения сечений хп -реакций расчетами ^{4-6/}, учитывающими только конкуренцию деления и испарения нейтрона, является существование у тяжелых нейтронодефицитных ядер области сравнительно малых "тепловых" возбуждений, где процесс эмиссии нейтрона подавлен и с делением конкурирует только процесс эмиссии γ -квантов. В частности, пренебрежение эмиссией γ -квантов приводит к возникновению в расчетах ^{25/} сечений образования сверхтяжелых ядер в реакции $^{48}\text{Ca} + \text{Ст}$ мнимой "делительной катастрофы", когда все сверхтяжелые ядра испытывают деление в последней цепочке испарительного каскада, где $V_f < E^* < V_n$.

С точки зрения синтеза новых элементов большой интерес представляет выяснение возможности использования процесса радиационного захвата тяжелого иона ядром-мишенью. Этот процесс имеет две привлекательные черты. Во-первых, он протекает при минимально возможной энергии возбуждения, поэтому можно надеяться, что оболочечные эффекты, определяющие повышение стабильности тяжелых и сверхтяжелых элементов, не будут разрушены из-за сильного "нагрева" составного ядра. Во-вторых, образовавшийся конечный изотоп будет иметь максимально возможное для данной реакции число нейтронов n , следовательно, большее время жизни, что обеспечит возможность исследования его свойств. Расчетные сечения радиационного захвата малы, однако они не исключают возможности проведения поисковых экспериментов на

современных ускорителях, таких, как У-400. Для повышения надежности оценок сечений радиационного захвата и испускания малого числа нейтронов ($x = 1,2$) необходим более корректный расчет величин барьеров слияния для ионов с $A > 40$, а также учет влияния оболочечных эффектов на последних ступенях испарительного каскада. Более точный расчет парциальных ширин Γ_γ , Γ_n и Γ_f можно выполнить с плотностью уровней, учитывающей оболочечные и коллективные эффекты ^{28/}.

Процесс эмиссии γ -квантов может играть важную роль и в недавно предложенном методе синтеза сверхтяжелых элементов ^{32/}, в котором после взаимодействия почти вся энергия иона уносится высокоэнергичной α -частицей и образуется "холодное" остаточное ядро. Одним из главных типов его распада будет эмиссия γ -квантов. Не исключено, что это остаточное ядро будет быстровращающимся. Свойства быстровращающихся ядер и связанные с ними характеристики процесса девозбуждения могут существенно отличаться от рассмотренных в данной работе. В частности, теория предсказывает уменьшение энергий связи частиц ^{27/}, барьеров деления ^{28-30/} при больших угловых моментах и существование вблизи YRAST-полосы ловушек, имеющих повышенную стабильность по отношению к какому-либо типу распада, например, эмиссии γ -квантов или α -частиц ^{27/}. Включение данных эффектов в расчеты сечений образования новых элементов вызывает необходимость последовательного учета проявления оболочечных эффектов в быстровращающихся ядрах.

В заключение авторы выражают благодарность А.Г.Демину и С.А.Карамяну за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Оганесян Ю.Ц. и др. ЖЭТФ, 1963, 44, с.1171.
2. Mollenauer J.F. Phys.Rev., 1962, 127, p.867.
3. Diamond R.M. Nukleonika, 1976, 21, p.29.
4. Sikkeland T. Ark.Fys., 1966, 36, p.539.
5. Ильинов А.С. ОИЯИ, Р7-7108, Дубна, 1973.
6. Blann M., Plasil F. Atomic Energy Commission Report. No. COO-3494-10, 1973.
7. Sperber O. Phys.Rev., 1965, B138, p.1024; *ibid.*, 1966, 141, p.927.
8. Grover J.R., Gilat J. Phys.Rev., 1967, 157, p.802; *ibid.*, 1967, 157, p.814; *ibid.*, 1967, 157, p.823.
9. Sarantites D.G., Pate B.D. Nucl.Phys., 1967, A93, p.545.
10. Ильинов А.С., Тонеев В.Д. Acta Phys.Polon., 1973, B4, p.173.
11. Wakai M., Faessler A. Nucl.Phys., 1978, A307, p.349.

12. Feenstra S.J. et al. Phys.Lett., 1979, 80B, p.183.
13. Ильинов А.С., Тонеев В.Д. ЯФ, 1968, 9, с.48.
14. Iljinov A.S., Cherepanov E.A., Chigrinov S.E. Z.Phys., 1978, A287, p.37.
15. Reffo G. IAEA 2nd Panel on Fission Product Nucl.Data, Petten, 5-9 September, 1977.
16. Cameron A.G.W. Can.J.Phys., 1957, 35, p.1021.
17. Varashenkov V.S. et al. Nucl.Phys., 1973, A203, p.131.
18. Барашенков В.С. и др. ЭЧАЯ, 1974, 5, с.469.
19. Донец Е.Д., Шеголев В.А., Ермаков В.А. ЯФ, 1965, 2, с.1015.
20. Oganessian Yu.Ts. et al. Nucl.Phys., 1975, A239, p.353.
21. Gaedeleer H. et al. Z.Phys., 1979, A289, p.415.
22. Nitchke J.M. et al. Nucl.Phys., 1979, A313, p.236.
23. Ильинов А.С., Черепанов Е.А. Препринт ИЯИ АН СССР, П-0090, М., 1979.
24. Oganessian Yu.Ts. Nukleonika, 1977, 22, p. 89.
25. Seaborg G.T., Loveland W., Morrissey D.J. Science, 1979, 203, p.711.
26. Ильинов А.С., Черепанов Е.А. Препринт ИЯИ АН СССР, П-0064, М., 1977.
27. Faber M., Ploszajczak M. Z.Phys., 1979, A291, p.331. Ploszajczak M., Faber M. Phys.Rev.Lett., 1979, 43, p.498.
28. Cohen S., Plasil F., Swiatecki W.J. Ann.Phys., 1974, 82, p.557.
29. Mustafa M.G., Kumar K. Phys.Rev., 1975, 12C, p.1638.
30. Faber M., Ploszajczak M., Faessler A. Nucl.Phys., 1979, A326, p.129.
31. Strutinsky V.M., Kolomietz V.M. Z.Phys., 1978, A289, p.77.
32. Герлик Э. и др. ОИЯИ, Р7-12839, Дубна, 1979; Gierlik E. et al. JINR, E7-12922, Dubna, 1979.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 мая 1980 года.