

0-664

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



1224 / 2-79

2/11-79

P7 - 12061

О.А.Орлова, Х.Брухертзайфер, Ю.А.Музычка,
Ю.Ц.Оганесян, Б.И.Пустыльник, Г.М.Тер-Акопьян,
В.И.Чепигин, Чой Вал Сек

ИЗУЧЕНИЕ РЕАКЦИЙ СЛИЯНИЯ ИОНОВ ^{48}Ca
С ЯДРАМИ $^{203, 205}\text{Tl}$, ^{208}Pb И ^{209}Bi

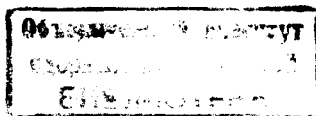
1978

P7 - 12061

О.А.Орлова, Х.Брухертзайфер, Ю.А.Музыка,
Ю.Ц.Оганесян, Б.И.Пустыльник, Г.М.Тер-Акопьян,
В.И.Челигин, Чой Вал Сек

ИЗУЧЕНИЕ РЕАКЦИЙ СЛИЯНИЯ ИОНОВ ^{48}Ca
С ЯДРАМИ ^{203}Tl , ^{205}Tl , ^{208}Pb И ^{209}Bi

Направлено в ЯФ



Орлова О.А. и др.

P7 - 12061

Изучение реакций слияния ионов ^{48}Ca с ядрами $^{203, 205}\text{Tl}$, ^{208}Pb и ^{209}Bi

Представлены результаты опытов по измерению интегральных выходов ^{246}Cf и ($^{252}\text{Fm} + ^{255}\text{Fm}$) при облучении ускоренными ионами ^{48}Ca мишеней из ^{208}Pb , ^{209}Bi и ест Tl .

В связи с тем, что данные изотопы калифорния и фермия являются дочерними продуктами распада нуклидов, образующихся в реакциях ($^{48}\text{Ca}, xn$), их выходы оценивались с помощью модифицированной расчетной программы ALICE. Получено разумное соответствие расчетных оценок с выходами, измеренными в опытах.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Orlova O.A. et al.

P7 - 12061

Investigation of ^{48}Ca Ion Fusion Reaction with $^{203, 205}\text{Tl}$, ^{208}Pb and ^{209}Bi Targets

Integral yields of ^{246}Cf and some fermium isotopes: ($^{252}\text{Fm} + ^{255}\text{Fm}$) and ^{254}Fm were measured in the complete fusion reactions bombarding ^{48}Ca ions with ^{208}Pb , ^{209}Bi and ^{nat}Tl targets.

Detected isotopes of californium and fermium were decay products of evaporated residues of reactions ($^{48}\text{Ca}, xn$), and their yields were calculated by using ALICE computer program. A rather good agreement of calculated results with measured experimental yields was obtained.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

Реакции слияния с тяжелыми ионами в настоящее время рассматриваются как один из перспективных способов получения сверхтяжелых элементов в лабораторных условиях. Наиболее эффективным в этом отношении представляется использование ускоренных ионов ^{48}Ca в комбинации с нейтронообогащенными ядрами трансурановых элементов. Так, образующиеся в реакции слияния ионов ^{48}Ca с изотопами ^{248}Cm , ^{243}Am , ^{242}Pu составные ядра и по числу протонов, и по числу нейтронов ближе к предполагаемому центру "острова стабильности" / $Z=114$, $N=184$ /, чем во всех других комбинациях мишень-частица.

С другой стороны, большой дефект масс дважды магического ядра ^{48}Ca приводит к сравнительно низкой минимальной энергии возбуждения составного ядра. Вследствие этого можно было бы ожидать, что сечение образования продуктов реакции слияния в основном состоянии будет достаточно большим / $10^{-33} - 10^{-34} \text{ см}^2$ /. Тем не менее, ряд экспериментов, проведенных в последние годы в Дубне^{1/} и Беркли^{2/}, позволил получить лишь верхние границы сечения образования изотопов сверхтяжелых ядер с временем жизни относительно спонтанного деления от нескольких дней до нескольких лет: $\sigma \leq /3-5/ \cdot 10^{-35} \text{ см}^2$ в реакции ускоренных ионов ^{48}Ca , имеющих среднюю энергию на мишени 255 МэВ, с изотопами ^{248}Cm и ^{246}Cm .

Для получения оценок ожидаемых величин поперечных сечений образования сверхтяжелых ядер в основном состоянии представляет значительный интерес исследование основных характеристик распада сильно делящихся составных ядер, образующихся в реакции слияния с ионами ^{48}Ca .

В этом направлении уже получены некоторые результаты: реакция $Pb + {}^{48}Ca$ исследовалась ранее в Дубне^{/3/} и Беркли^{/4/}. Эксперименты показали, что наиболее вероятным каналом распада составного ядра ${}^{256}102$ является испарение двух нейтронов, сечение $\sigma(2n)$, согласно работе^{/4/}, достигает в максимуме $3-4 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2$. Одновременно в работе американских авторов установлена лишь верхняя граница сечения для каналов с испусканием трех нейтронов на уровне $2 \cdot 10^{-32} \text{ см}^2$,

т.е. экспериментальное отношение $\frac{\sigma_{\text{ЭКСП}}^{\text{max}}(2n)}{\sigma_{\text{ЭКСП}}^{\text{max}}(3n)} \approx 150$, в то

время как расчеты, проведенные в этой же работе, дают отноше-

ния $\frac{\sigma_{\text{ЭКСП}}^{\text{max}}(2n)}{\sigma_{\text{ЭКСП}}^{\text{max}}(3n)} = 1/15$, т.е. отличие экспериментального от-

ношения от расчетного превышает 2000 раз^{/4/}. Такое разногласие, на наш взгляд, довольно трудно объяснить, поэтому особый интерес представляло повторить эти исследования, используя более широкий круг взаимодействующих ядер.

В данной работе приведены результаты экспериментов, в которых мишени из ${}^{208}Pb$, ${}^{209}Bi$ и из естественной смеси изотопов облучались ускоренными ионами ${}^{48}Ca$. При этом были измерены выходы дочерних продуктов распада изотопов, образующихся в реакции слияния. Представлена также возможная интерпретация полученных результатов.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Облучение проводилось на внутреннем пучке циклотрона У-300 Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ. Энергия ионов ${}^{48}Ca$ изменялась путем перемещения мишеней по радиусу и составляла в реакциях с Bi , Pb , Tl 236; 224; и 223 МэВ соответственно с разбросом ~2,5%.

Средняя интенсивность ионов ${}^{48}Ca$ в облучениях составляла величину $2,5 \cdot 10^{11} \text{ част/с.}$, продолжительность облучений 5-12 ч., точность определения интегрального потока ионов на мишени ~2%.

Мишени представляли собой металлические слои ${}^{208}Pb$, ${}^{209}Bi$ или ${}^{203}, {}^{205}Tl$ толщиной $1,6 \text{ мг/см}^2$, $3,8 \text{ мг/см}^2$ и $2,6 \text{ мг/см}^2$

соответственно, нанесенные на толстые подложки из алюминия, охлаждаемые водой. Мишень была помещена под углом 20° к направлению пучка, что позволило снизить энерговыделение на единицу площади примерно в три раза.

Таким образом, в опытах были измерены интегральные выходы продуктов реакции, функции возбуждения которых расположены в интервале от максимальной энергии пучка до барьера реакции слияния.

Для детектирования были выбраны долгоживущие изотопы калифорния / ${}^{246}Cf$, $T_{1/2} = 35,7 \text{ ч.}$ и фермия / ${}^{252}Fm$, $T_{1/2} = 22,7 \text{ ч.}$; ${}^{254}Fm$, $T_{1/2} = 3,24 \text{ ч.}$; ${}^{255}Fm$, $T_{1/2} = 20,07 \text{ ч.}$, которые являются продуктами распада ядер, образовавшихся в реакции слияния ионов ${}^{48}Ca$ с ядрами мишеней.

После окончания облучения вещество мишени, а также верхний слой алюминия толщиной 15 мкм механически снимались и подвергались химической переработке с целью выделения элементов $Cf - Fm$.

Для этого алюминий растворялся в азотной кислоте с добавлением в качестве носителя 1 мг лантана и в качестве метчиков $Yb - 169$, $Dy - 159$ и $Gd - 151$. Из раствора осаждалась, а затем отделялась путем центрифугирования $TlCl_2$ и $PbCl_2$. Висмут удалялся при помощи ионообменной колонки, наполненной анионитом бофатит SBW. Во всех случаях к полученным растворам добавлялся концентрированный раствор $NaOH$. Осадок $La(OH)_3$ содержал все трансплутониевые элементы и обрабатывался дальше как в ранее описанных опытах с алюминиевыми сборниками^{/5/}.

Химический выход в реакциях составлял не менее 40%, точность его определения - 15%. Длительность переработки мишеней не превышала 10 ч.

После выделения фракции $Cf - Fm$ помещались в альфа-спектрометр с $Si(Au)$ полупроводниковыми детекторами. Фокусировки в области энергий альфа-частиц 6-8 МэВ не превышал 4 имп/сутки. Толщина полученных образцов позволяла измерять энергию альфа-частиц с разрешением не хуже 50 кэВ при эффективности регистрации 30%. Некоторые спектры приведены на рис. 1.

Выходы изотопов ${}^{246}Cf / E_\alpha = 6,76 \text{ МэВ/}$, ${}^{244}Fm / E_\alpha = 7,18 \text{ МэВ/}$, а также ${}^{252}Fm / E_\alpha = 7,04 \text{ МэВ/}$ и ${}^{255}Fm / E_\alpha = 7,01 \text{ МэВ/}$ определялись по их альфа-линиям, которые идентифицировались по энер-

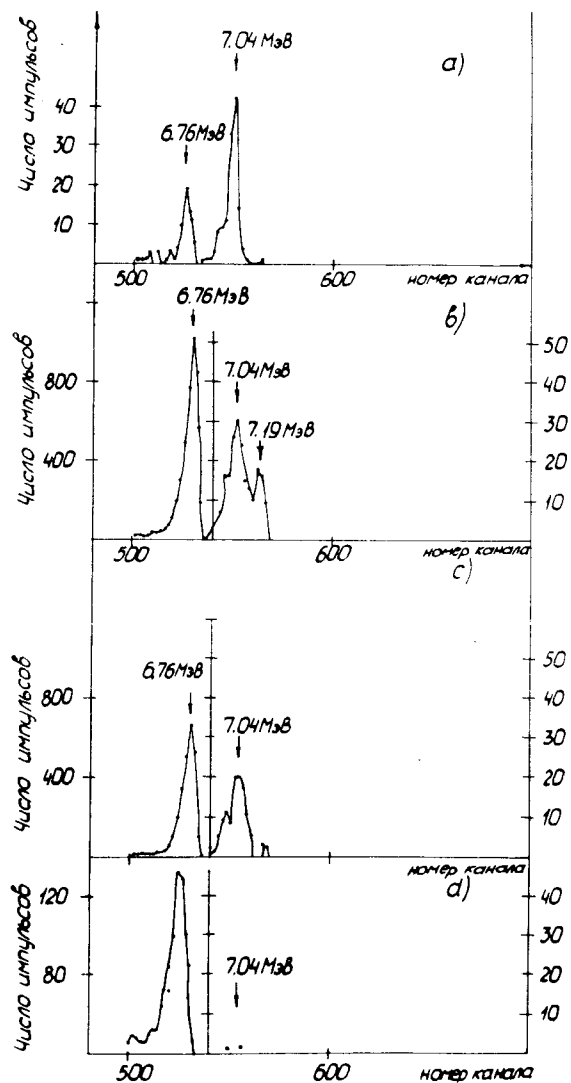


Рис.1. Спектры альфа-частиц, полученные в опытах по измерению выходов продуктов реакции $^{209}\text{Bi} + ^{48}\text{Ca}$, $t_1 = 24$ ч, $t_2 = 42$ ч /а/, и $^{208}\text{Pb} + ^{48}\text{Ca}$, $t_1 = 12$ ч, $t_2 = 13,5$ ч /б/; $t_1 = 25,5$ ч, $t_2 = 14$ ч /с/; $t_1 = 146$ ч, $t_2 = 17,5$ ч /д/.

гии альфа-частиц и по периоду полураспада. При этом нужно отметить, что для изотопов ^{252}Fm и ^{255}Fm были измерены суммарные выходы, так как энергии альфа-распада и периоды для них настолько близки, что в условиях данных опытов различить эти изотопы не представлялось возможным.

Условия экспериментов и результаты измерений приведены в табл. 1.

Из результатов измерений можно получить экспериментальные интегральные сечения, просуммированные по всем возможным испарительным каналам, ведущим к образованию данного изотопа

$$\Sigma_{\text{ЭКСП}} = \frac{N\lambda t_0}{I k_1 k_2 (1 - e^{-\lambda t_0}) e^{-\lambda t_1} (1 - e^{-\lambda t_2})} \frac{dn}{dE}$$

где N - число импульсов в пике, λ - постоянная распада наблюдаемого изотопа, I - интегральный поток ионов, k_1 - химический выход, k_2 - эффективность счета α -частиц, t_0 - время облучения, t_1 - время, прошедшее с конца облучения до начала

измерения, t_2 - время измерения, $\frac{dn}{dE}$ - величина, равная числу

атомов мишени в слое, в котором энергия пучка ионов уменьшается на 1 МэВ. В рассматриваемой области она не зависит

от энергии n , согласно таблицам^{/6/}, равна $\frac{dn}{dE} = 0,41 \cdot 10^{18} \frac{1}{\text{см}^2 \text{МэВ}}$

Величина $\Sigma_{\text{ЭКСП}}$ приведена в II колонке табл. 1.

МЕТОД РАСЧЕТА

Так как эксперименты проведены вблизи кулоновского барьера слияния исследуемых ядер, предполагалось, что весь экспериментально измеренный выход изотопов связан с различными каналами девозбуждения составного ядра.

Метод расчета сечений основан на статистическом рассмотрении процесса девозбуждения составного ядра в ферми-газовом приближении для плотности уровней. Использовалась полуэмпи-

Таблица 1

Условия эксперимента и результаты

Реакция	Интегральный поток нейтронов	Максимальная энергия нейтронов ^{48}Ca в МэВ	Время облучения ^{48}Ca (ч)	Время задержки (ч)	Время измерения (ч)	Наблюдения	Э (МэВ)	$T_{1/2}$ (час)	Число импульсов в пиксе	Σ эксп $\text{см}^2 \text{МэВ}$
$^{207}\text{Bi} + ^{48}\text{Ca}$	$8,1 \cdot 10^{15}$	223	11	8,75	45	246 Cf 252 Fm	6,76 7,04	35,7 22,8	235 39	$(1,3 \cdot 0,2) \cdot 10^{-30}$ $(2,0 \cdot 0,5) \cdot 10^{-31}$
$^{208}\text{Pb} + ^{48}\text{Ca}$	$1,19 \cdot 10^{16}$	224	10	12	19,5	246 Cf 252 Fm 255 Fm 254 Fm	6,76 7,04 7,02 7,18	35,7 22,8 20,07 3,2	5421 190 70	$(4,0 \cdot 0,6) \cdot 10^{-29}$ $(1,2 \cdot 0,2) \cdot 10^{-30}$ $(4,2 \cdot 0,8) \cdot 10^{-30}$
$^{209}\text{Bi} + ^{48}\text{Ca}$	$9,3 \cdot 10^{15}$	236	5	24	31,5	246 Cf 252 Fm 255 Fm	6,76 7,04 7,02	35,7 22,8 20,1	47 119	$(3,9 \cdot 0,8) \cdot 10^{-31}$ $(9,3 \cdot 1,6) \cdot 10^{-31}$

рическая зависимость параметра плотности уровней от энергии возбуждения E^* и структуры составных ядер ^{/7/}.

$$a(E^*) = \bar{a} [1 + (1 - \exp(-0.054 E^*)) \frac{\Delta W(Z, A)}{E^*}],$$

где \bar{a} изменялось в интервале $/22-25/ \text{МэВ}^{-1}$ при $A=250-300$. Величина $\Delta W(Z, A)$ имеет смысл оболочечной поправки к массам основных состояний. Для всей области рассматриваемых ядер ее можно было выбрать $\sim 5 \text{МэВ}$. В расчетах предполагалось также, что $a_n(E^*) = a_f(E^*)$.

На всех ступенях испарительного каскада, кроме последней, использовались жидкокапельные барьеры $V_{\rho}^{(D)}$, зависящие от углового момента ^{/8/}. На последней ступени каскада использовались величины барьеров для основного состояния V_0 , учитывающие оболочечные эффекты ^{/9/}. Такая модификация барьеров деления на последней ступени каскада $/E^* \sim 20-10 \text{МэВ}/$ особенно важна при рассмотрении девозбуждения составных ядер с $Z > 100$, где величина жидкокапельного барьера стремится к нулю. Критический угловой момент определялся тем значением углового момента составного ядра, при котором жидкокапельный барьер деления становился равным нулю $/\rho \sim 40-60 \text{н}/$. Парциальные сечения образования составного ядра рассчитывались с использованием действительной части оптического потенциала в параболическом приближении

$$V_{\text{яд}} = V_0 \exp [(\tau_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) - R)/d],$$

где для всей области исследуемых ядер $V_0 = 67 \text{МэВ}$, $d = 0,4 \text{Фм}$, $\tau_0 = 1,28 \text{Фм}$.

Энергетическая зависимость сечений обратных реакций захвата (n, p, α) вычислялась по оптической модели.

При расчете энергий возбуждения для всех ядер использовались экспериментальные значения масс ядер. Энергии связи нуклонов и α -частиц рассчитывались на основе массовой формулы работы ^{/9/}, энергии вращения для равновесных и седловых фигур вычислялись по формулам работы ^{/8/}.

В расчетах учитывались делительный канал, каналы испарения нуклонов и альфа-частиц. /Вклад каналов с испарением двух альфа-частиц исчезающе мал и в дальнейших обсуждениях не учитывается/. Вычисления проводились для каждого парциального сечения образования составного ядра с шагом 1 МэВ по энергии возбуждения. За основу была взята программа ALICE, описанная в работе^{/10/}, в которую были внесены указанные выше изменения. Рассчитанные функции возбуждения приведены на рис. 2.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Сравнение экспериментальных данных и результатов расчета проведено в табл. 2. В первых трех колонках этой таблицы перечислены исследовавшиеся реакции, указаны изотопы, распад которых наблюдался на опыте, и интегральные поперечные сечения их образования.

Полученные в эксперименте выходы ^{246}Cf , ^{254}Fm и $(^{252}\text{Fm} + ^{255}\text{Fm})$ являются кумулятивными, т.е. эти изотопы образуются за счет различных каналов девозбуждения составного ядра и последующих цепочек α и β -распадов. В четвертой и пятой колонках приведены основные каналы распада составного ядра, приводящие к наблюдаемым изотопам, и цепочки радиоактивного распада получающихся при этом ядер. Расчетные поперечные сечения в максимумах функций возбуждения реакций, приводящих к образованию этих продуктов, указаны в шестой колонке. Расчетные функции возбуждения интегрировались от порога соответствующей реакции до максимальной энергии пучка ионов ^{48}Ca , указанной на рис. 2 стрелками. Большинство рассматриваемых функций возбуждения лежит левее максимальной энергии, поэтому неопределенность в энергии ионов ~ 5 МэВ/ существенно не влияет на результаты расчета. Полученные таким образом интегральные сечения приведены в седьмой колонке табл. 2.

Парциальный вклад a_k каждого испарительного канала /8 колонка/ определяется соответствующими цепочками α и β распадов, приводящих к наблюдаемому изотопу, для мишени из естественного таллия a_k учитывался также изотопный ее состав. В девятой колонке приведены значения $\Sigma_{\text{расч.}} / \text{см}^2 \times \text{МэВ}/$,

Таблица 2
Сравнение результатов эксперимента с расчетом

Реакция	Наблюдаемый изотоп	$\Sigma_{\text{эксп.}} / \text{см}^2 \times \text{МэВ}$	Цепочка распада	$\sigma_{\text{max}} / \text{см}^2$	$\sigma_{\text{инт.}} / \text{см}^2 \times \text{МэВ}$	α_k	$\Sigma_{\text{расч.}} / \text{см}^2 \times \text{МэВ}$	$\Sigma_{\text{расч.}} / \Sigma_{\text{эксп.}}$
$^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$	^{252}Fm	$(20 \pm 0.5) \cdot 10^{-30}$	$^{252}\text{Md} \xrightarrow{\epsilon} ^{252}\text{Fm}$	$3.5 \cdot 10^{-32}$	$2.4 \cdot 10^{-31}$	0.7	$1.9 \cdot 10^{-31}$	0.95
	^{246}Cf	$(13 \pm 0.2) \cdot 10^{-30}$	$^{250}\text{Md} \xrightarrow{\epsilon} ^{250}\text{Fm} \xrightarrow{\alpha} ^{246}\text{Cf}$ $^{246}\text{Es} \xrightarrow{\epsilon} ^{246}\text{Cf}$	$2.5 \cdot 10^{-31}$	$7.0 \cdot 10^{-31}$	0.69	$7.6 \cdot 10^{-31}$	0.6
$^{48}\text{Ca} + ^{209}\text{Bi}$	^{254}Fm	$(4.2 \pm 0.8) \cdot 10^{-29}$	Суммарный вклад каналов $h\nu, \alpha, \beta, \gamma, p, n$ около 10%	$1.1 \cdot 10^{-31}$	$7.8 \cdot 10^{-31}$	0.27	$1.5 \cdot 10^{-30}$	0.36
	$^{252,255}\text{Fm}$	$(1.2 \pm 0.2) \cdot 10^{-29}$	Суммарный вклад каналов p и \bar{p} около 1%	$1.1 \cdot 10^{-31}$	$8.6 \cdot 10^{-31}$	1	$1.1 \cdot 10^{-30}$	0.92
	^{246}Cf	$(4.0 \pm 0.6) \cdot 10^{-29}$	Вклад канала p не более 5%	$1.02 \cdot 10^{-30}$	$1.5 \cdot 10^{-29}$	0.1	$4.4 \cdot 10^{-29}$	0.34
			Вклад канала α, β, γ около 1%	$1.02 \cdot 10^{-30}$	$1.5 \cdot 10^{-29}$	0.9	$1.2 \cdot 10^{-30}$	1.3
	^{246}Cf	$(3.9 \pm 0.8) \cdot 10^{-29}$	Суммарный вклад каналов $2n, 1p, \bar{p}$ и $2p$ около 10%	$3.4 \cdot 10^{-32}$	$3.2 \cdot 10^{-31}$	0.99	$3.2 \cdot 10^{-31}$	0.82

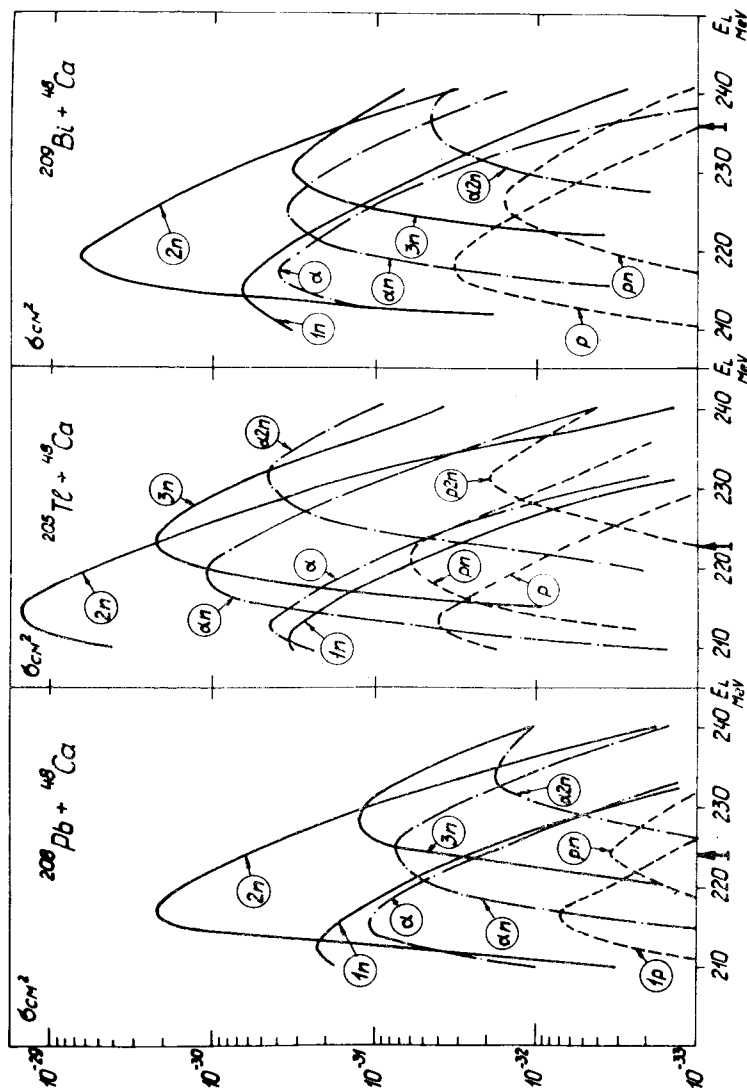


Рис. 2. Расчетные функции возбуждения для реакции $^{208}\text{Pb} + ^{48}\text{Ca}$, $^{209}\text{Bi} + ^{48}\text{Ca}$ и $^{205}\text{Tl} + ^{48}\text{Ca}$. Стрелками обозначены максимальные энергии ионов ^{48}Ca в лабораторной системе.

включающие вклад всех испарительных реакций. Каналы испарения, суммарный вклад которых составляет $\leq 10\%$ от $\Sigma_{\text{расч}}$ перечислены в табл. 2.

Рассмотрим полученные результаты более детально. Как видно из таблицы, для всех изученных ядер получено качественное согласие расчетных и экспериментальных суммарных интегральных сечений.

Изучался распад составных ядер $^{253}\text{101}$, $^{256}\text{102}$ и $^{257}\text{103}$. Расчетная величина барьера взаимодействия равна $E_B = 172$; $172,8$; и 175 МэВ соответственно при $R_B = 13,2$; $13,25$ и $13,24 \text{ Фм}$. При этом реализуется минимальная энергия возбуждения $22,3$; $18,9$ и 20 МэВ , соответственно.

Необходимо отметить, что во всей исследуемой области составные ядра образуются в практически совпадающих начальных состояниях по энергии возбуждения к угловому моменту, поэтому соотношения сечений для различных каналов девозбуждения близки. Следовательно, из совокупности экспериментальных данных можно оценить роль всех основных испарительных каналов.

В данной работе удалось экспериментально измерить сечение реакции с испарением одного нейтрона. Как видно из табл. 2, именно этот канал обуславливает $\sim 90\%$ выхода изотопа ^{252}Fm при облучении ^{205}Tl ионами ^{48}Ca . Хорошее согласие измеренного интегрального сечения с расчетным свидетельствует о том, что при переходе от ^{40}Ar к ионам ^{48}Ca радиус взаимодействия иона с мишенью не изменяется, и минимальная энергия возбуждения для рассматриваемых реакций находится в пределах ~ 20 - 25 МэВ . Расчетное сечение в максимуме функции возбуждения реакции $^{205}\text{Tl} / ^{48}\text{Ca}$, $\text{In} / \text{равно}$ $3,5 \cdot 10^{-32} \text{ см}^2$. Канал с испарением одного нейтрона вносит также основной вклад $\sim 60\%$, в выход изотопов $^{252}\text{Fm} + ^{255}\text{Fm}$ в реакции $^{209}\text{Bi} + ^{48}\text{Ca}$. В реакции $^{208}\text{Pb} + ^{48}\text{Ca}$ трудно выделить вклад In -канала, т.к. большое сечение имеет канал с испарением α -частицы, а вилка на К-захват у ядра $^{255}\text{102}$ экспериментально не наблюдалась. Для оценок мы ее приняли равной $\sim 10\%$.

Как видно из рис. 2, для всех исследовавшихся составных ядер расчетные сечения испарения двух нейтронов в максимуме функции возбуждения являются наибольшими по сравнению с другими испарительными каналами. В наших экспериментах $2n$ -канал четко проявляется в случае реакции $^{208}\text{Pb} + ^{48}\text{Ca}$

в выходах изотопов ^{254}Fm и ^{246}Cf . В обоих случаях вклады всех остальных конкурирующих каналов пренебрежимо малы. Это обстоятельство позволяет нам сделать вывод о том, что отношение выходов ^{254}Fm и ^{246}Cf равно соотношению вилок К-захвата и α -распада у ядра $^{254}\text{102}$, для которого К-захват раньше экспериментально не наблюдался. На основании наших данных можно утверждать, что у ядра $^{254}\text{102}$ имеется 10-процентная вилка на К-захват. Расчетный максимум сечения для реакции $^{208}\text{Pb} + ^{48}\text{Ca}$ равен $2,1 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2$.

В реакции $^{209}\text{Bi} + ^{48}\text{Ca}$ выход ^{246}Cf полностью обусловлен каналом с испарением трех нейтронов. Расчетное максимальное сечение для этой реакции равно $3,4 \cdot 10^{-32} \text{ см}^2$. Этим же каналом определяется основная часть $\sim 60\%$ экспериментально измерительного выхода ^{246}Cf в реакции $^{48}\text{Ca} + ^{205}\text{Tl}$.

Учитывая удовлетворительное согласие описанных выше расчетов с экспериментальными данными, мы сочли возможным оценить выходы сверхтяжелых ядер в некоторых реакциях полного слияния. Были рассмотрены две реакции: $^{248}\text{Cm} + ^{48}\text{Ca}$ и $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca}$. Соответствующие исходные параметры и результаты расчета приведены в табл. 3.

Таблица 3

Данные расчета поперечных сечений реакций $^{248}\text{Cm} (^{48}\text{Ca}, xn)$ / $B_{\rho=0}^{\text{LD}} = 0,2 \text{ МэВ}$, $B_0 = 4,5 \text{ МэВ}$ и $^{243}\text{Am} (^{48}\text{Ca}, xn)$ / $B_{\rho=0}^{\text{LD}} = 0,2 \text{ МэВ}$, $B_0 = 2,2 \text{ МэВ}$. В параметре плотности уровней $\Delta W = 5 \text{ МэВ}$.

Реакция	Γ_0 Фт	$E_{\text{max}}^{\text{л.с.}}$ МэВ	$\sigma_{\text{расч.}}^{\text{max}}$
$^{248}\text{Cm} (^{48}\text{Ca}, 2n)$!	235	!
$^{248}\text{Cm} (^{48}\text{Ca}, 3n)$!	240	!
$^{248}\text{Cm} (^{48}\text{Ca}, 2n)$!	242,5	!
$^{248}\text{Cm} (^{48}\text{Ca}, 3n)$!	245	!
$^{243}\text{Am} (^{48}\text{Ca}, 2n)$!	235	!
$^{243}\text{Am} (^{48}\text{Ca}, 3n)$!	242,5	!
$^{243}\text{Am} (^{48}\text{Ca}, 2n)$!	240	!
$^{243}\text{Am} (^{48}\text{Ca}, 3n)$!	245	!

1) $E_{\text{max}}^{\text{л.с.}}$ - энергия ^{48}Ca в максимуме функции возбуждения (лабораторная система).

Интересно отметить, что расчетные максимальные сечения реакций с испарением двух и трех нейтронов для комбинации $^{248}\text{Cm} + ^{48}\text{Ca}$ соответствуют энергиям $/235 + 245/ \text{ МэВ}$, в то время как в экспериментах, проводившихся в Дубне^{1/1} и Беркли^{2/2}, ионы ^{48}Ca имели энергию $/250 + 265/ \text{ МэВ}$. Результаты расчетов не противоречат полученным в опытах величинам верхних границ поперечных сечений этих реакций. По-видимому, представляет интерес проведение новых опытов по синтезу сверхтяжелых элементов в реакциях слияния ^{48}Ca с тяжелыми изотопами Cm, Am, Pu при энергии ионов $235 + 250 \text{ МэВ}$.

В заключение авторы выражают благодарность академику Г.Н.Флерову, чья постоянная поддержка и плодотворные обсуждения имели большое значение при выполнении этой работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Oganessian Yu.Ts. et al. Nucl.Phys., 1978, A294, p. 213.
2. Otto R.J. et al. LBL-6509, 1977.
3. Flerov G.N. et al. Nucl.Phys., 1976, A267, p. 359.
4. Nitschke J.M. et al. LBL-6534, 1977.
5. Ter-Akopian G.M. et al. JINR, E7-10722,
6. Northcliffe L.C., Schilling R.F. Nucl.Data Tables, 1970, A7, p. 233.
7. Игнатюк А.В. и др. ЯФ, 1975, 21, с. 1185.
8. Cohen S., Plasil F., Swiatecki W.J. Ann.Phys. (N.Y.), 1974, 82,, p. 557.
9. Myers W.D., Swiatecki W.J. Ark.Fys., 1967, p. 343.
10. Blann M., Plasil F. Report COO-3494-10, 1973.

Рукопись поступила в издательский отдел
4 декабря 1978 года.