

Б-894

4562/2-76

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



15/xi - 76

P7 - 9995

Х.Брухертзайфер, К.А.Гаврилов, Р.Калпакчиева,
Ю.Ц.Оганесян, Ю.Э.Пенионжкевич, В.П.Полянский,
Чой Вал Сек

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ
РЕАКЦИИ ДЕЛЕНИЯ УРАНА И ТОРИЯ
ИОНАМИ $^{40,44,48}\text{Ca}$

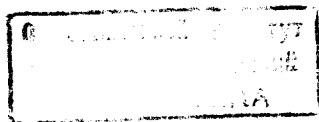
1976

P7 - 9995

Х.Брухертзайфер, К.А.Гаврилов, Р.Калпакчиева,
Ю.Ц.Оганесян, Ю.Э.Пенионжкевич, В.П.Полянский,
Чой Вал Сек

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ
РЕАКЦИИ ДЕЛЕНИЯ УРАНА И ТОРИЯ
ИОНАМИ $40,44,48$ Са

Направлено в ЯФ



С ускорением впервые в мире на 300-сантиметровом циклотроне ЛЯР ОИЯИ ионов кальция-48 ^{/1/} появились большие возможности для экспериментального изучения ядерных реакций под действием этих ионов. Интерес к изучению реакций под действием ионов кальция-48 проявлялся давно и обуславливался в первую очередь тем, что, как предсказывалось некоторыми авторами ^{/2, 3/}, реакции слияния тяжелых ядер, таких, как уран, америций, кюрий, с ионами кальция-48 могут явиться наиболее перспективными для синтеза сверхтяжелых элементов. Использование ионов ⁴⁸Ca для синтеза сверхтяжелых элементов позволит получить в качестве составных ядер довольно тяжелые изотопы этих элементов при минимальной энергии возбуждения $/15-20 \text{ МэВ}/$, что является принципиальным в вопросе синтеза сверхтяжелых элементов. Первые эксперименты по синтезу трансурановых элементов в реакциях с ионами кальция-48 ^{/1/} показали, что абсолютное значение сечения образования изотопа ²⁵²102 в реакции ²⁰⁶Pb + ⁴⁸Ca примерно в 40 раз превосходит сечение образования этого изотопа в реакциях с ионами ¹⁸O и ²²Ne. Кроме этого, при делении тяжелого составного ядра, образующегося при слиянии ядра мишени с таким сильно обогащенным нейтронами ионом кальция, должны образовываться в качестве осколков деления более нейтроноизбыточные ядра, чем в реакциях с другими ионами (⁴⁰Ar, ⁴⁰Ca), что может сыграть решающую роль при синтезе новых изотопов элементов вплоть до $Z=85$. Наконец, изучение реакции деления тяжелых составных ядер в области параметра делимости $Z^2/A \geq (Z^2/A)_{\text{крит}}$, которые образуются при бомбардиров-

ке тяжелых мишеней /уран, америций, кюрий/ ионами кальция, может дать ценную информацию для дальнейшего понимания механизма деления ядер.

Данная работа является одной из первых, выполненных с использованием пучков $^{40,44,48}\text{Ca}$, и предпринята с целью изучения некоторых характеристик реакции деления возбужденных составных ядер, образующихся при облучении мишеней из тория и урана ионами $^{40,44,48}\text{Ca}$ /порога реакции, а следовательно, минимальной энергии возбуждения составных ядер, сечений деления, а также образования составных ядер, энергетических зависимостей этих сечений/.

Опыты проводились на внутреннем и выведенном пучке 300-сантиметрового циклотрона тяжелых ионов ЛЯР. Интенсивность внутреннего пучка ионов кальция составляла 1,5 мкА, выведенного - 0,5 мкА. Энергия пучка ускоряемых ионов определялась по упругому рассеянию ионов кальция на тонкой золотой фольге и варьировалась с помощью алюминиевых поглотителей. Полный поток ионов, падающих на мишень, измерялся с помощью коллектора, который представляла из себя изолированная мишень, а также по мониторингу реакции $^{27}\text{Al}(\text{HI}, -2p-\text{In})^{24}\text{Na}$. Мишень изготовлялась путем нанесения урана или тория на алюминиевую подложку, выполняющую роль сборника ядер отдачи. После облучения мишень со сборником подвергалась химической обработке с целью выделения золота. Химический выход золота определялся по выходу радиоактивного репера, вносимого до радиохимического выделения, с точностью до 5 процентов. Гамма-активность полученных фракций золота измерялась затем с помощью $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектора объемом 44 см³ и детектора из чистого германия объемом 2,1 см в сочетании с 4096-канальными анализаторами. Эффективность $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектора для энергии 200 и 400 кэВ составляла соответственно 7,5% и 3%, и разрешение 2,0 и 2,2 кэВ. Разрешение детектора из чистого германия для энергии 59,6 кэВ составляло 450 эВ. Идентификация изотопов осуществлялась по энергиям известных гамма-переходов, соотношениями их интенсивностей и периодам полураспада.

Из интенсивностей гамма-переходов с учетом тока ионов, толщины мишени и временных факторов определялись сечения образованных изотопов.

На рис. 1 представлены изотопные распределения золота, полученные при облучении урана и тория ионами $^{40,44,48}\text{Ca}$. Через экспериментальные точки проведены гауссовские кривые, которые, как видно из рисунка, с хорошей точностью описывают экспериментальные значения. Из рисунка видно, что изотопное распределение золота для реакции с ионами кальция 48 смещено на 8-10 массовых единиц в сторону более тяжелых изотопов по сравнению с реакцией $^{238}\text{U}+^{40}\text{Ca}$. Это приводит к существенному увеличению выхода нейтроноизбыточных изотопов золота. Так, выход ^{199}Au увеличивается более чем в 100 раз. С заметным сечением должны образовываться и более тяжелые неизвестные изотопы золота $^{205,206}\text{Au}$. Таким образом, из полученных данных сле-

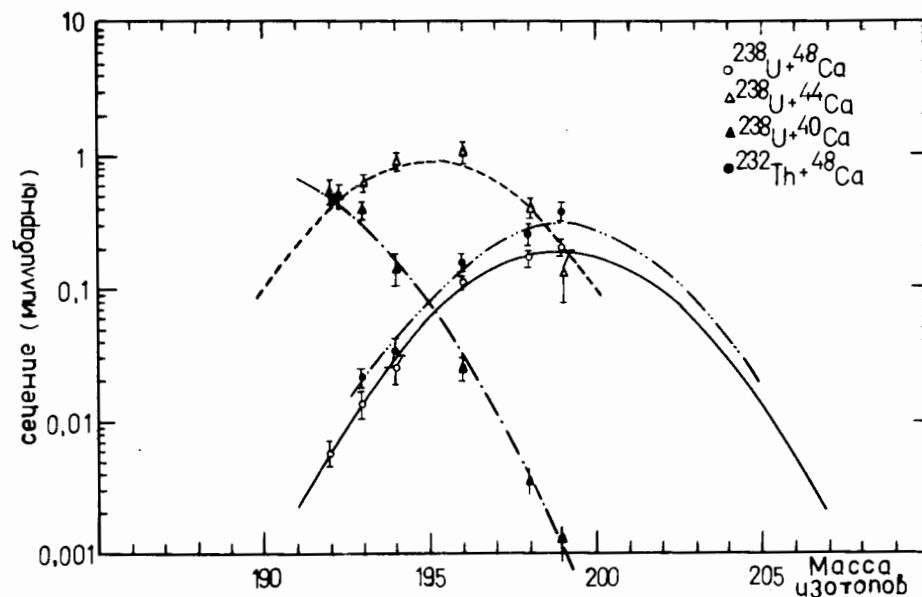


Рис. 1. Изотопные распределения золота, образующегося при облучении урана и тория ионами кальция. Энергия ионов составляла 306,274 и 245 для ^{40}Ca , ^{44}Ca и ^{48}Ca , соответственно.

дует, что соотношение нейтронов и протонов в конечных продуктах связано с этим соотношением в начальном ядре, что и следовало ожидать для реакции деления возбужденного составного ядра.

Для исследования процесса деления ядер обычно пользуются характеристиками массовых и зарядовых распределений первичных осколков, образующихся до испарения нейтронов. Для построения изотопных распределений первичных осколков был сделан, как обычно /5/, ряд предположений. Считалось, что изотопное распределение описывается функцией Гаусса вида:

$$W(A_f - A_p) \sim \exp\left[-\frac{(A_f^0 - A_p)^2}{\sigma_A^2}\right], \quad /1/$$

где A_p - наиболее вероятная масса для данного заряда. Для нахождения A_p использовалась гипотеза равного смещения заряда. Кроме этого, считалось, что число испаряемых из осколков нейтронов пропорционально массе осколка. В этом случае масса осколка до испарения нейтронов рассчитывалась как:

$$A_f^0 = \frac{A_f}{1 - \bar{\nu}/A_c}, \quad /2/$$

где $\bar{\nu}$ - среднее число нейтронов на акт деления, A_f - масса наблюдаемых в опыте осколков. Грубая оценка $\bar{\nu}$ делалась с учетом энергетического баланса реакции. Параметр ширины изотопного распределения σ_A^2 оценивался с использованием данных работы /5/. Обе величины $\bar{\nu}$ и σ_A^2 являлись варьируемыми параметрами при построении изотопных распределений первичных осколков и окончательно определялись таким образом, чтобы экспериментальные значения выходов изотопов давали наименьшее отклонение от расчетной кривой изотопного распределения. Изотопы золота являются весьма удобными для конструирования начальных изотопных распределений в связи с тем, что большинство из них являются экранированными /не могут образовываться в результате К-захвата или β -распада соседних элементов/. Для изотопов $^{192}, ^{193}, ^{199}\text{Au}$ являющихся кумулятивными, по-

правка на кумулятивность рассчитывалась с использованием зарядового распределения, как это описывалось в работе /4/. Однако в данном случае эта поправка не превышала 10% от полного выхода изотопа. На рис. 2 показаны изотопные распределения золота, образующегося в качестве первичного осколка в реакциях $^{238}\text{U} + ^{40}\text{Ca}$ и $^{238}\text{Th} + ^{48}\text{Ca}$ при одной и той же энергии возбуждения составного ядра ~ 50 МэВ. Видно, что в пределах точности эксперимента изотопные распределения золота для этих двух реакций, имеющих близкое значение параметра делимости Z^2/A и энергии возбуждения, описываются гауссовской кривой с одинаковой шириной.

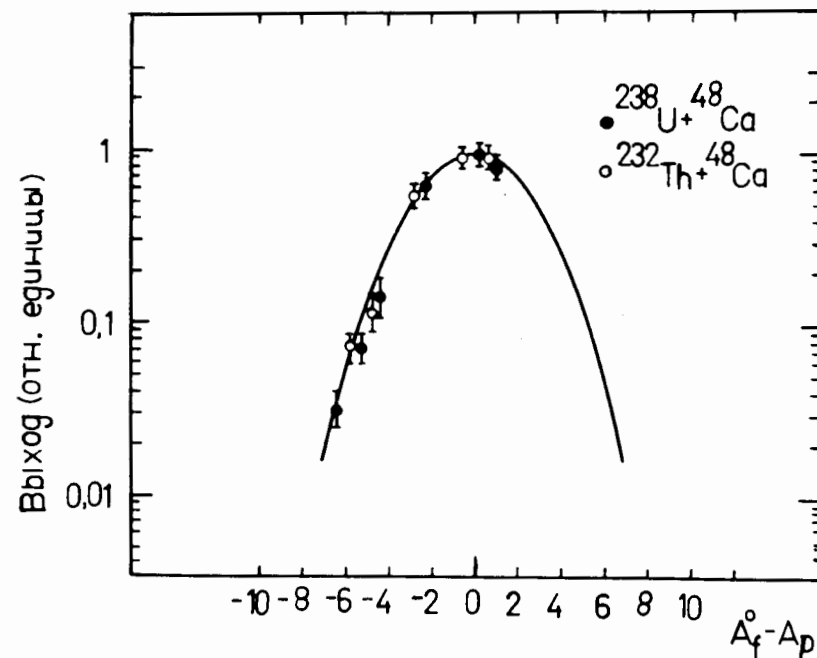


Рис. 1. Изотопные распределения золота, образующегося в качестве первичного осколка в реакциях $^{238}\text{U} + ^{48}\text{Ca}$ и $^{232}\text{Th} + ^{48}\text{Ca}$.

В табл. 1 представлены полученные данные для ширины изотопных распределений золота и средних чисел нейтронов, испаряющихся из осколков.

Таблица 1

Реакция	$E^x / \text{МэВ}$		A_p	σ_A^2	$\bar{\nu}$
$^{238}\text{U} (^{40}\text{Ca}, f)$	45,1	120	200,9	17	16,5
$^{238}\text{U} (^{44}\text{Ca}, f)$	44,5	80	203,1	13	11,5
$^{238}\text{U} (^{48}\text{Ca}, f)$	43,9	45	205,4	12	10,0
$^{232}\text{Th} (^{48}\text{Ca}, f)$	43,2	45	204,6	12	8,5

Из таблицы видно, что параметр ширины изотопных распределений (σ_A^2) меняется с ростом параметра Z^2/A и энергии возбуждения, как это следует из статистической модели деления ^{5/}. Абсолютные значения параметра ширины находятся в неплохом согласии с этим значением, полученным в реакциях при облучении урана ионами $^{40}\text{Ar} / 4/$. На основе этих данных определены сечения деления составных ядер всех исследуемых в работе реакций. Зная ширину изотопного распределения, а следовательно, и зарядового, связанных между собой, можно было определить выходы данных масс осколков для всех значений зарядов, зависимость которых от массы дает массовое распределение. Используя данные работы ^{6/} по ширинам массовых распределений, нормируя расчетные массовые распределения к массам, полученным из изотопных распределений, а затем интегрируя отнормированную к абсолютному сечению функцию распределения по всем значениям масс, можно получить полное сечение деления, которое для столь тяжелых составных ядер соответствует сечению образования составного ядра. В табл. 2 представлены полученные таким образом значения сечения образования тяжелых возбужденных составных ядер при слиянии ядер урана и тория с ионами $^{40,44,48}\text{Ca}$ при различных энергиях.

Пользуясь этими данными, можно построить функцию возбуждения составного ядра с $Z=112$, которая показана

Таблица 2
Значения сечений образования составных ядер (σ_c) для различных реакций с ионами кальция

Мишень	Ускоряем. ион	Энергия ионов (МэВ)	Составное ядро	Z^2/A	$E^*(\text{МэВ})$	$G_c(\text{мб})$
^{238}U	^{40}Ca	218	$^{278}_{112}$	45,1	47	10
		225			53	35
		229			56	65
		245			70	200
		306			120	490
	^{44}Ca	274	$^{282}_{112}$	44,5	80	530
^{48}Ca	245	$^{286}_{112}$	43,9	45	190	
^{232}Th	^{48}Ca	245	$^{280}_{110}$	43,2	45	430

на рис. 3. Кривая, проведенная через экспериментальные точки, является расчетной кривой $\sigma = f(E)$, вычисленной в предположении, что

$$\sigma(E) = \pi r_{\text{эфф}}^2 \left(A_1^{1/3} + A_2^{1/3} \right)^2 \left(1 - \frac{B}{E} \right) \quad /3/$$

с учетом энергетического разброса пучка ионов ΔE методом, описанным в работе ^{7/}. Из наилучшего согласия экспериментальных и расчетных значений был получен эффективный радиус взаимодействия ($r_{\text{эфф}}$) для данной реакции, который оказался равным $r_{\text{эфф}} = 1,46 \pm 0,02 \text{ Фм}$. На рис. 4 представлена зависимость сечения деления от величины обратной бомбардирующей энергии в системе центра масс. Экспериментальные значения сечений были поправлены с учетом энергетического разрешения пучка.

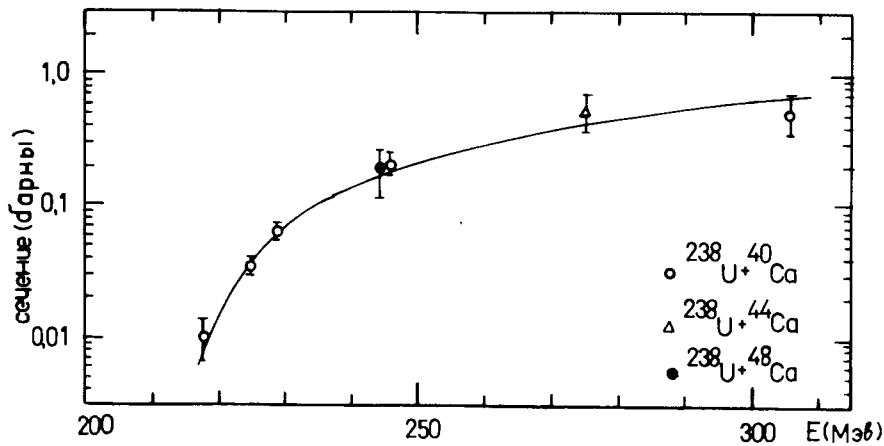


Рис. 3. Энергетическая зависимость сечения деления составного ядра, образующегося в реакции $U + Ca$.

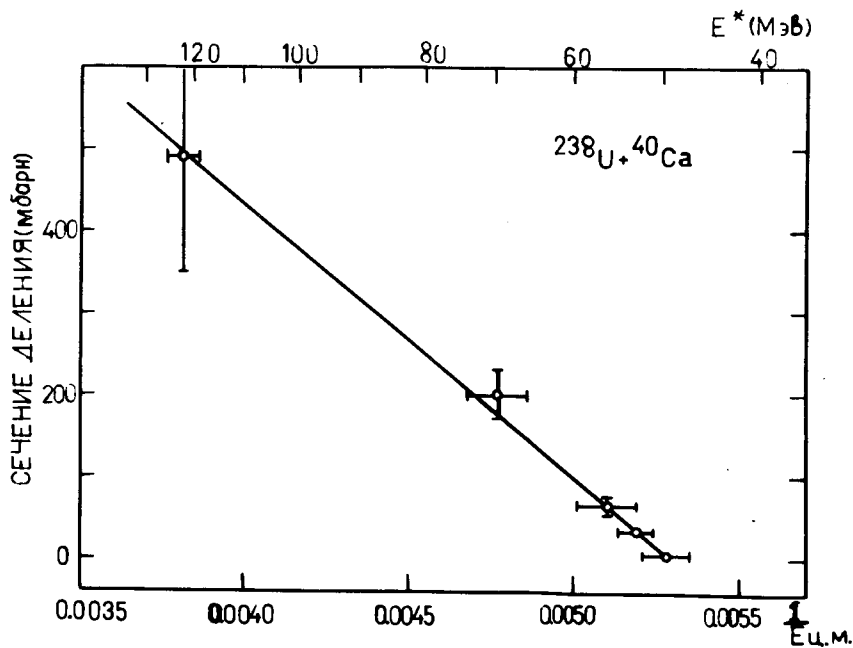


Рис. 4. Зависимость сечения деления от величины $\frac{1}{E_b}$ (ц.м.)

Прямая, проведенная через экспериментальные точки, рассчитана по формуле /3/, где кулоновский барьер

$$V_{\text{кул.}} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r_{\text{эфф.}} (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})}, \quad \text{при значении } r_{\text{эфф.}} = 1,46 \text{ Фм.}$$

Как видно из рис. 4, экспериментальные данные хорошо описываются этой зависимостью. Полученное значение эффективного радиуса находится в пределах точности его определения в согласии со значениями, полученными ранее в реакциях с ионами ^{40}Ar , ^{52}Cr , ^{56}Fe . Необходимо отметить, что вопрос определения точного значения эффективного радиуса ядра ^{48}Ca является весьма важным в ядерной физике, т.к. здесь можно ожидать проявления необычных ядерных свойств, в частности, наличия сверхплотных состояний ядер /8/. Проведены первые экспериментальные исследования в этом направлении, в которых величина радиуса сильного поглощения ядра ^{48}Ca определялась по упругому рассеянию легких заряженных частиц на ядрах ^{48}Ca /9/. С появлением возможности ускорения ионов ^{48}Ca открываются широкие перспективы как для экспериментальной проверки возможности синтеза сверхтяжелых элементов в реакциях с этими ионами, так и для исследования структуры столь сильно обогащенных нейтронами ядер.

Авторы выражают признательность академику Г.Н.Флерову за интерес к работе и ценные замечания в процессе ее выполнения. Авторы благодарны коллективу ОБУ под руководством Б.Н.Маркова за получение достаточно интенсивных пучков ионов кальция.

Литература

1. Г.Н.Флеров и др. Препринт ОИЯИ, Д7-9555, Дубна, 1976.
2. G.N.Flerov. Preprint JINR, E7-4207, Dubna, 1968.
3. W.J.Swiatecki, C.F.Tsang. Annual Report LBL-666, p.138, 1971.

4. Ю.Ц.Оганесян и др. Препринт ОИЯИ, Р7-4538, Дубна, 1969.
5. С.А.Карамян и др. ЯФ, 4/ 715 /1969/.
6. Yu.Oganessian, Yu.Penionshkevich. Le Journal de Phys., 31, 259, 1970.
7. Х.Зодан и др. Сообщение ОИЯИ, Р7-9377, Дубна, 1975.
8. Э.Б.Берлович. Тезисы докладов XXVI совещания по ядерной спектроскопии и структуре ядра, Баку 3-6 февраля 1976 г., стр. 290.
9. H.Eickhoff, D.Frekers, H.Lohner, K.Poppensieker, R.Santo, G.Gaul, C.Mayer-Boricke, P. Tirek. Nucl. Phys., A252, 333, 1975.

Рукопись поступила в издательский отдел
27 июля 1976 года.