

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Б 88

P7-88-145

В.Н.Бугров, Ф.Е.Епифаненков, С.А.Карамян

РЕАКЦИИ ($^{20}\text{Ne}, \alpha$) И ($^{40}\text{Ar}, \alpha$)
НА МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ МИШЕНИ
ГЕРМАНИЯ

Направлено в журнал "Известия АН СССР,
серия физическая"

1988

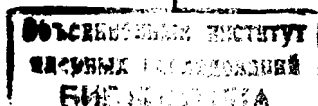
ВВЕДЕНИЕ

Высокая вероятность испускания α -частиц при взаимодействии сложных ядер впервые была установлена более двадцати пяти лет назад ^{/1/}. К настоящему времени опубликовано большое число работ по изучению эмиссии α -частиц (обзор этих работ не входит в задачу данной статьи). Несмотря на получение подробной и обширной информации, детальные сведения о механизме испускания α -частиц ограничены. Инклюзивные измерения спектров и угловых распределений α -частиц не позволяют выделить различные источники эмиссии. В литературе обсуждаются несколько наиболее вероятных механизмов реакции. Корреляционные измерения дают подход к определению вклада каждого механизма, однако вопрос не исчерпан ни по глубине детализации механизмов, ни по всему разнообразию взаимодействующих ядер.

В настоящей работе сделана попытка оценить механизм эмиссии α -частиц с использованием метода, основанного на эффекте теней. Как известно, теневой минимум выхода частиц в направлении кристаллографической оси или плоскости (при использовании монокристаллической мишени) чувствителен к времени протекания реакции. Этот принцип положен в основу оценки механизма ядерной реакции. Методика и предварительные результаты исследования методом теней эмиссии α -частиц под действием тяжелых ионов даны в сообщении ^{/2/}. Подобный эксперимент описан также автором ^{/3/}.

I. ИЗМЕРЕНИЕ ПРОФИЛЯ ТЕНЕВЫХ МИНИМУМОВ

Монокристаллические мишени германия облучены ионами ^{20}Ne и ^{40}Ar с энергией 5,5 МэВ/нуклон на циклотроне У-300 ЛЯР ОИЯИ. Пучок после прохождения коллиматора имел интенсивность около 10^{10} с^{-1} , диаметр 1 мм, угловое расхождение $< 0,5^\circ$. Мишени толщиной около 1 мм, изготовленные из детекторного монокристаллического германия методом механохимической полировки, наклеивались серебряной пастой на металличе-



кий держатель, что обеспечивало эффективный теплоотвод из области энерговыделения пучка (мощность $<0,4$ Вт). В эксперименте использовано несколько кристаллов, имеющих плоскость поверхности $\langle 100 \rangle$ или $\langle 111 \rangle$. Измерения состояли в наблюдении эффекта теней и определении профиля теневых минимумов для пары кристаллографических осей $\langle 111 \rangle$ или $\langle 110 \rangle$. Экспериментально определялся относительный выход в центре теневого минимума χ_0 . Разность $\Delta\chi = \chi_0(\theta_2) - \chi_0(\theta_1)$ для двух идентичных осей, ориентированных под углами θ_1 и θ_2 к пучку, является величиной, чувствительной к времени протекания реакции. Опыты проведены в нескольких вариантах ориентации, в частности, для кристалла $\langle 100 \rangle$ реализована выстроенность, при которой в одном опыте измеряется $\Delta\chi$ для двух пар осей $\langle 110 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$. Во всех случаях идентичные кристаллографические оси образуют одинаковый угол с поверхностью кристалла, что существенно для обеспечения равного вклада методических компонентов в выход χ_0 при измерении $\Delta\chi$.

В качестве позиционно-чувствительного детектора α -частиц использован нитрат целлюлозы CN-85 фирмы Кодак, обладающий энергетическим окном эффективной регистрации от 0,2 до 6 МэВ $^{1/4}$. Протоны дают мелкие треки, причем только при энергии $<0,3$ МэВ. Для поглощения частиц с $Z > 2$ использованы Al фильтры, располагавшиеся вплотную к детектору. Варьируя толщину фильтра, можно изменять энергию регистрируемых α -частиц. Толщина работающего слоя мишени определяется спадом функции возбуждения реакции при торможении ионов, формой α -спектра и энергетическим окном детектора. В табл. I для примера приводятся вычисленные в некоторых конкретных случаях значения параметров, связанных с толщиной слоя. Даны также значения угла Линдхарда ψ_I , характеризующего полуширину теневого минимума.

Таблица I. Результаты вычисления толщины работающего слоя мишени и связанных параметров

Взаимодействие	E_L , МэВ	Угол регистрации, град.	Фильтр, мкм Al	\bar{E}_L , МэВ	\bar{E}_L^* , МэВ	Средний путь, мкм Ge	\bar{E}_L^α , МэВ	ψ_I , град.	
								$\langle 110 \rangle$	$\langle 111 \rangle$
$^{20}\text{Ne} + \text{Ge}$	104	105	63	95,5	82,9	5,5	11,8	0,36	0,32
		155	40	95,9	83,3	5,6	9,6	0,40	0,36
$^{40}\text{Ar} + \text{Ge}$	220	95	54	185	101	4,1	10,7	0,38	0,34
		152	14	190	104	3,2	5,8	0,51	0,46

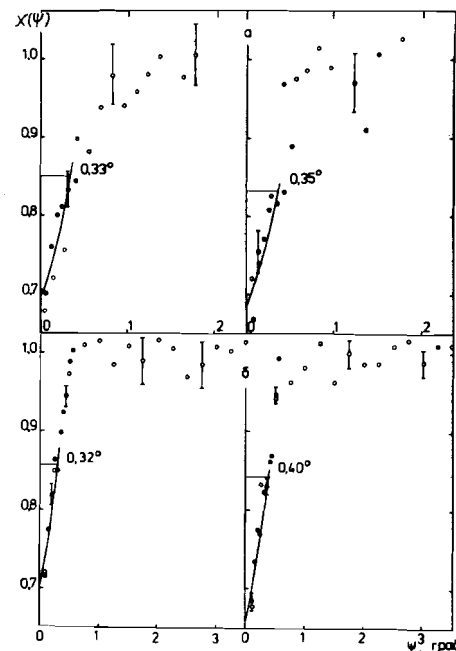


Рис. I. Профиль осевого $\langle 110 \rangle$ минимума, измеренный в реакциях $^{20}\text{Ne} + \text{Ge}$ (а) при углах наблюдения $\theta_i = 110$ и 155° и $^{40}\text{Ar} + \text{Ge}$ (б) при $\theta_i = 105$ и 164° .

Теневые рефлексы кристаллографических направлений были зафиксированы визуально после химической обработки трековых детекторов. Профиль осевого рефлекса определялся путем сканирования трекового детектора с помощью оптического микроскопа. На рис. I показан профиль рефлекса $\langle 110 \rangle$ для двух реакций ^{20}Ne (104 МэВ) + Ge и ^{40}Ar (220 МэВ) + Ge. Результа-

ты даны в натуральном виде без поправок на угловое разрешение опыта и без сглаживания точек. Для улучшения статистической точности на рис. I просуммированы результаты двух опытов на пучке ионов ^{20}Ne и четырех ^{40}Ar . Существенно улучшить статистическую точность каждого опыта затруднительно из-за появления наложений треков при их большой плотности. Имеется возможность повторять эксперимент и суммировать результаты, что и реализовано. Статистика ограничена малой величиной телесного угла регистрации ($\sim 10^{-5}$ ср) вблизи кристаллографической оси. Угловая полуширина минимумов небольшая, величины $\psi_I/2$ (рис. I) не сильно отличаются от значений линдхардовского угла. Это говорит, в частности, об отсутствии мозаичности кристалла, как исходной, так и эвентуально возникающей под действием пучка тяжелых ионов. Полуширина аппаратурной линии (угловое разрешение) составляла $\approx 0,15^\circ$. При получении количественных результатов вводились поправки на угловое разрешение, на изменение телесного угла ячейки сканирования и на двойные наложения треков. Профиль теневого рефлекса аппроксимировался функциональной зависимостью, параметры которой определялись по критерию наименьших квадратов отклонений на персональном компьютере. В резуль-

тате получены значения выхода в центре минимума χ_0 , разности $\Delta\chi$, а также погрешностей этих величин.

2. ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНО-УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ α -ЧАСТИЦ

Для определения деталей механизма ядерной реакции полезно иметь результаты по спектру и угловому распределению α -частиц. Измерения сделаны следующим образом. Для каждого угла регистрации (в интервале $\theta_i = 79 - 163^\circ$ в л.с.) использовался набор фильтров разной толщины, которые помещались перед трековым детектором. В одном облучении при небольших затратах времени ускорителя определялся набор чисел, соответствующих количеству треков в элементе телесного угла в зависимости от толщины фильтра и угла $N_i(\Phi_i, \theta_i)$. Регистрация треков на лицевой и обратной стороне нитрата целлюлозы (тощиной 85 мкм) удваивает число значений N_i . Так как средняя энергия регистрируемых α -частиц зависит от толщины поглотителя, то набор значений $N_i(\Phi_i, \theta_i)$ можно пересчитать в спектрально-угловое распределение α -частиц в л.с. $W(E_c^\alpha, \theta_c^\alpha)$. Нужно учитывать, что значения $W = dW/d\Omega dE$ представляют собой выход, усредненный по толщине слоя мишени и по интервалу окна регистрации детектора. Расчет показывает, что толщина мишени мала по сравнению с полным пробегом α -частиц. Поэтому достаточно ввести небольшую поправку на поглощение энергии α -частицы в слое мишени. Окно регистрации детектора определяет интервал усреднения по энергии при измерении спектра. Оказалось, что при большой толщине фильтра интервал усреднения сильно уменьшается, т.е. при энергии α -частиц > 10 МэВ в л.с. энергетическое разрешение составляет $< \pm 0,7$ МэВ.

На рис. 2 показано полученное данным способом спектральное распределение α -частиц в случае реакции $^{40}\text{Ar} + \text{Ge}$. Результаты приведены в с.ц.и., точки соответствуют 10 значениям лабораторного угла. Большинство точек ($\sim 75\%$) характеризуется небольшим интервалом усреднения по оси абсцисс и небольшой статистической погрешностью по оси ординат. Для совмещения спектров, измеренных при разных значениях угла, каждый из них умножался на коэффициент, значения которого позволяют определить угловое распределение интегрально по спектру. Полученное угловое распределение показано на рис. 3. Результаты соответствуют средней по толщине слоя энергии ионов ^{40}Ar 190 МэВ.

Данные, приведенные на рис. 2, 3, не противоречат испусканию α -частиц из составного ядра. За это говорит, в частности, хорошее совпадение в с.ц.и. спектров, соответствующих разным углам в л.с. Некоторый разброс точек при максимальной энергии объясняется известным ростом анизотропии с энергией частиц:

$$W(E_c^\alpha, \theta_c^\alpha) = W(E_c^\alpha) [1 + E_c^\alpha f(\theta_c^\alpha)]. \quad (1)$$

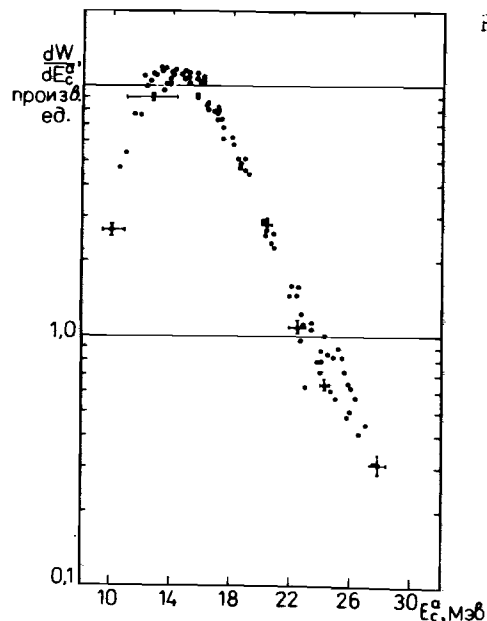


Рис. 2. Спектральное распределение α -частиц в с.ц.и., измеренное для реакции $^{40}\text{Ar} + \text{Ge}$ при средней энергии ионов 190 МэВ. Совмещены спектры, соответствующие 10 значениям лабораторного угла в интервале $79 - 163^\circ$.

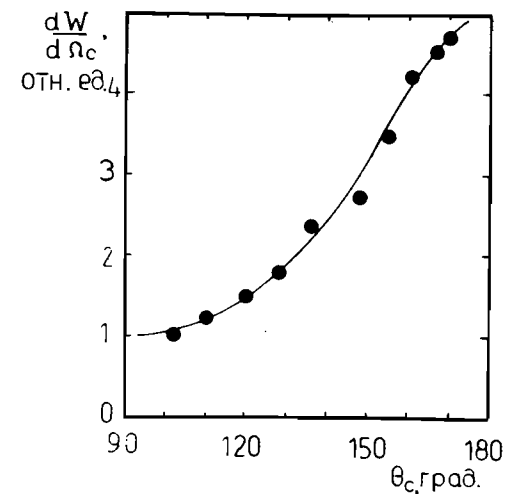


Рис. 3. Угловое распределение α -частиц в с.ц.и., измеренное в реакции ^{40}Ar (190 МэВ) + Ge интегрально по спектру. Погрешность не превышает размер точки. Линия соединяет точки.

Форма спектра и величина угловой анизотропии не противоречат измерениям /5/ для близкой реакции $^{40}\text{Ar}(200 \text{ МэВ}) + \text{Se}$, выполненным с помощью полупроводникового детектора.

Таким образом, трековый детектор α -частиц может быть использован не только как позиционно-чувствительный, но и как спектрометрический детектор. В общем смысле данная методика имеет сходство с методом стопки фольг. Здесь также важно точное знание функции пробег-энергия для регистрируемых частиц. Описанный вариант измерений с помощью набора фильтров может быть усовершенствован, если регистрировать α -частицы стопкой фольг из детектирующего вещества (нитрата целлюлозы). При этом можно получить более подробную информацию. Преимущества использованной методики по сравнению с полупроводниковым детектором состоят в низкой стоимости и небольших затратах времени ускорителя. Недостаток - большой объем работы по просмотру трековых детекторов.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ МЕХАНИЗМА РЕАКЦИИ

На рис. 4 показаны измеренные для реакции $^{40}\text{Ar} + \text{Ge}$ значения χ_0 в зависимости от энергии α -частиц в с.ц.и., даны также результаты, полученные в первой серии экспериментов /2/. Немалые значения статистической погрешности не дают возможности говорить о наблюдении явной зависимости теневого выхода χ_0 от энергии E_c . Вместе с тем совершенно определенно видно, что выход χ_0 для одной из кристаллографи-

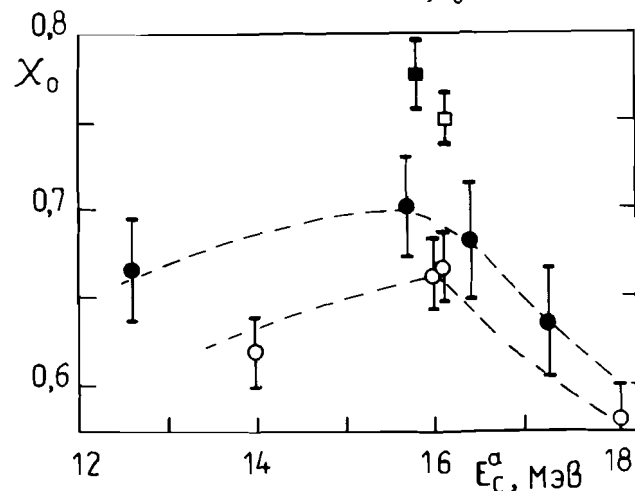


Рис. 4. Зависимость выхода в теновом минимуме $\langle 110 \rangle$ от энергии α -частиц в с.ц.и. для реакции $^{40}\text{Ar}(190 \text{ МэВ}) + \text{Ge}$. Темные точки соответствуют углу регистрации 105° , светлые - 164° . Квадратные точки - результат измерений /2/.

Таблица 2. Результаты измерений и параметры распада составных ядер

Реакция	\bar{E}_c , МэВ	$E_{\text{КРИТ.}}$, МэВ	θ_2 , град.	θ_1 , град.	$\Delta\chi_{\text{эксп.}}$	$\tau_{\text{эксп.}}$, ас	$\tau_{\text{сист.}}$, ас
ж $^{16}\text{O} + \text{C}$	66	21	16	упр. рас.	0,004	0,5	(0,14)
ж $^{16}\text{O} + \text{Ge}$	101	19	22	упр. рас.	0,27	11	0,15
$^{20}\text{Ne} + \text{Ge}$	83	26	105	155	0,031	2,2	0,13
$^{40}\text{Ar} + \text{Ge}$	104	48	105	164	0,039	1,4	0,56

ж - эксперименты /3,6/.

ческих осей регулярно выше, чем для другой. Путем усреднения значений, показанных на рис. 4, можно найти среднюю по α -спектру разность $\Delta\chi = 0,039 \pm 0,020$ при средней энергии ионов ^{40}Ar $\bar{E}_c = 190 \text{ МэВ}$. Подобная обработка в случае ионов ^{20}Ne с $\bar{E}_c = 96 \text{ МэВ}$ приводит к величине $\Delta\chi = 0,031 \pm 0,023$. Таким образом, эффект, связанный с временной длительностью реакций, зафиксирован на уровне $(1,5 - 2)\%$, что дает основание для дальнейшего обсуждения механизма испускания α -частиц. Эксперименты с меньшей энергией /2/ ионов ^{20}Ne и ^{40}Ar не включаются в рассмотрение, т.к. погрешность больше.

Основные результаты сведены в табл. 2, там же представлены измерения /3,6/. В работе /6/ изучена реакция $^{16}\text{O}(120 \text{ МэВ}) + \text{C}$ (алмаз). Влияние длительности испускания частиц обнаружено при фиксации эффекта теней для продуктов с $Z = 5 - 12$. Ядро с $Z = 12$ можно считать продуктом испускания α -частицы из составного ядра. Поэтому значение длительности τ , полученное при регистрации продукта с $Z = 12$, можно сравнивать с измеренным для α -частиц.

Табл. 2 содержит параметры, характеризующие распад составного ядра. Если принять предположение, что α -частицы испускаются составной системой, то однозначно определяется вектор скорости \vec{V}_c источника частиц, и появляется возможность произвести цепь преобразований $\Delta\chi \rightarrow S \rightarrow \tau$. Связь теневого выхода χ_0 со смещением S источника от атомного ряда бралась в виде аналитической аппроксимации /7/ с $r_c = 3a_{TF}$ для оси $\langle 110 \rangle$ Ge, где r_c - параметр обрезания атомного потенциала, a_{TF} - параметр экранирования Томаса-Ферми. Смещение $S = V_c \tau \sin \theta$, где θ - угол регистрации частиц в л.с. Значения угла даны в табл. 2. Авторы /3,6/ определяют разность $\Delta\chi$ путем сравнения с измеренной для упругорассеянных ионов. Как результат измерения величины $\Delta\chi$ получены значения $\tau_{\text{эксп}}$ для четырех реакций (в ед. 10^{-18} с).

Из статистических расчетов известно, что с ростом углового момента ширины распада составного ядра Γ_i убывают по величине, но растет отношение Γ_α/Γ_n . Поэтому можно думать, что α -частицы испускаются предпочтительно из ядер с угловым моментом, близким к критическому $l_{\text{крит}}$. Для расчета величин $l_{\text{крит}}$ использована полуэмпирическая формула, предложенная в [8], соответствующие значения энергии вращения даны в табл. 2. Известна систематика [9] времени жизни составного ядра, построенная с использованием статистической модели. Представляет интерес сравнить с ней экспериментальные результаты. Температура составных ядер вычислена по полуэмпирической формуле $T = 1,94 (U/A)^{1/3}$, обоснованной в [9]. Сравнение содержится в табл. 2, видно, что для реакций $^{16}\text{O} + \text{C}$ и $^{40}\text{Ar} + \text{Ge}$ различие невелико. В первой реакции расхождение можно связать с нестатистическим характером распада резонансов в легком ядре ^{28}Si , по этой причине предсказание систематики в этом случае взято в скобки. Во второй реакции различие $\tau_{\text{эксп.}}$ и $\tau_{\text{сист.}}$ в 2,5 раза нетрудно объяснить вкладом α -частиц, испущенных не на первой ступени распада составного ядра. Положение более сложное в случае реакций $^{20}\text{Ne} + \text{Ge}$ и особенно $^{16}\text{O} + \text{Ge}$, в которой расхождение достигает двух порядков величины. Следовательно, требуется анализ других источников α -частиц, кроме составного ядра.

Проделан расчет, моделирующий длительность распада возбужденных продуктов неупругих столкновений. Снарядоподобные и мишенеподобные продукты, а также составное ядро рассматриваются как три источника α -частиц. Весовой коэффициент каждого источника a_j зависит от угла и энергии частиц:

$$a_j = C P_j^R P_j^\alpha K_j(\theta_L^\alpha, E_L^\alpha), \quad (2)$$

где C - обеспечивает нормировку $\sum a_j = 1$, P_j^R - доля сечения реакции типа j в полном сечении, P_j^α - вероятность испускания α -частиц возбужденным ядром типа j , K_j - кинематический фактор для наблюдения частицы с координатами $\theta_L^\alpha, E_L^\alpha$. В случае составного ядра $j = 1$ кинематичес-

Таблица 3. Результаты расчета величин a_j и $\Delta\chi_j$

j	$^{20}\text{Ne} + \text{Ge}$					$^{40}\text{Ar} + \text{Ge}$				
	P_j^R	P_j^α	a_j (105°)	a_j (155°)	$\Delta\chi_j$	P_j^R	P_j^α	a_j (95°)	a_j (152°)	$\Delta\chi_j$
1	0,6	0,7	0,81	0,89	0	0,5	0,8	0,72	0,80	0
2	0,4	0,3	0,04	0,01	0,008	0,5	0,2	0,06	0,02	0,007
3	0,4	0,3	0,16	0,10	0,015	0,5	0,4	0,22	0,18	0,006

кий фактор вычисляется элементарно. Для $j = 2;3$ необходимо использовать угловое распределение продукта неупругой реакции $\sigma(\theta)$ в л.с., угловую корреляцию $W(\varphi)$ испускания α -частиц в плоскости - вне плоскости реакции и спектр $W(E_S^\alpha)$ α -частиц в системе излучающего ядра. Тогда величины $K_{2;3}$ определяются интегралом:

$$K_{2;3}(\theta_L^\alpha, E_L^\alpha) = 2 \int_0^\pi \sin\vartheta d\vartheta \int_0^\pi \sigma(\theta) W(E_S^\alpha) W(\varphi) \sqrt{E_L^\alpha/E_S^\alpha} d\varphi', \quad (3)$$

где координаты θ, φ определяют направление движения источника по отношению к оси пучка, а ϑ, φ' по отношению к направлению регистрации α -частицы. Связь между системами координат θ, φ и ϑ, φ' дается несложными геометрическими соотношениями. Все углы в л.с. якобиан $\sqrt{E_L^\alpha/E_S^\alpha}$ переводит элемент $d\Omega dE$ из системы излучающего ядра в л.с.

Расчет проведен численно для реакций $^{20}\text{Ne} + \text{Ge}$ и $^{40}\text{Ar} + \text{Ge}$. Если известны коэффициенты a_j , то вклад длительности в теневой выход χ_τ равен:

$$\chi_\tau = \sum_{j=1}^3 a_j \chi_{\tau j}. \quad (4)$$

Наблюдаемый выход $\chi_{\text{эксп.}}$ содержит вклад нескольких компонентов методической природы, а также χ_τ :

$$\chi_{\text{эксп.}} = 1 - \prod_{i=1}^4 (1 - \chi_i). \quad (5)$$

Таким образом, после вычисления χ_τ можно получить величины $\Delta\chi$, которые сравниваются с измеренными значениями. Чтобы оценить роль источников $j = 2;3$ в чистом виде, предполагалось, что составное ядро распадается быстро $\chi_{\tau 1} = 0$.

Детали вычислений следующие. На основе эмпирических данных о неупругих столкновениях сложных ядер рассчитан спектр энергии возбуждения и угловое распределение продуктов. По систематике [9] определена длительность распада $\tau(E^*)$ и смещение $v_\perp \tau$, где нормальная составляющая скорости v_\perp источника усреднена по его спектрально-угловому распределению. Связь между смещением и величиной χ_0 комментировалась выше. Функции, входящие в формулу (3), вычислены на основе статистической модели. Путем усреднения по спектру возбуждения продукта определялось среднее значение $\chi_{\tau j}$ и соответствующее значение $\Delta\chi_j$ для источника $j = 2$ (снарядоподобный продукт) и $j = 3$ (мишенеподобный). Результаты расчета приведены в табл. 3. Видно, что $\sum \Delta\chi_j$ меньше экспериментального значения $\Delta\chi$ для реакции $^{40}\text{Ar} + \text{Ge}$, но в случае $^{20}\text{Ne} + \text{Ge}$ имеет место согласие в пределах погрешности. Можно думать, что подобный способ описания подходит и для реакции $^{16}\text{O} + \text{Ge}$. Дело в том, что при регистрации α -частиц под углом 22° к пучку возрастает вклад источника $j = 2$, т.к. α -частицы, испущенные снарядоподобным продуктом, направлены вперед.

Таким образом, на основе результатов табл. 2 и 3 можно сделать следующие выводы. Длительность испускания α -частиц определяется временем жизни составного ядра в реакциях $^{16}\text{O} + \text{C}$ и $^{40}\text{Ar} + \text{Ge}$. В случаях ^{16}O , $^{20}\text{Ne} + \text{Ge}$ временная задержка объясняется, главным образом, длительностью распада продуктов неупругих столкновений. Данное положение обусловлено многообразием факторов, характеризующих конкретную реакцию, таких, как энергия возбуждения, угловой момент и скорость составного ядра, угловая корреляция частиц, угол наблюдения и т.д.

Авторы благодарны С.П.Третьяковой и Л.В.Джолос за предоставление нитрата целлюлозы CN-85.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Knox W.J., Quinton A.R., Anderson C.E. - *Phys.Rev.*, 1960, v.120, p.2120.
2. Бугров В.Н., Епифаненков Ф.Е., Карамян С.А. Сообщение ОИЯИ, P7-87-255, Дубна, 1987.
3. Gomez del Campo J. - *Nucl.Instr.Meth. in Phys.Res.*, 1987, v.B24/25, p.447.
4. Enge W. - *Nucl.Tracks*, 1980, v.4, p.283.
5. Galin J., Gatty B., Guerreau D. et al. - *Phys.Rev.*, 1974, v.C9, p.1113.
6. Gomez del Campo J., Shapira D., Biggerstaff J.A. et al. - *Phys.Rev.Lett.*, 1983, v.51, p.451.
7. Gibson W.M., Nielsen K.O. - *Phys.Rev.Lett.*, 1970, v.24, p.114.
8. Бочев Б., Карамян С.А., Куцарова Т. и др. - *ЯФ*, 1976, т.23, с.520.
9. Карамян С.А. - *ЭЧАЯ*, 1986, т.17, с.753.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 февраля 1988 года.

Бугров В.Н., Епифаненков Ф.Е., Карамян С.А. P7-88-145
Реакции ($^{20}\text{Ne}, \alpha$) и ($^{40}\text{Ar}, \alpha$)
на монокристаллической мишени германия

С помощью эффекта теней исследована эмиссия α -частиц под действием тяжелых ионов с энергией 5 МэВ/нуклон. Для регистрации α -частиц применены трековые детекторы из нитрата целлюлозы. Зафиксированы теневые рефлексы кристаллографических направлений, определены их количественные характеристики, а также измерено спектрально-угловое распределение α -частиц. Параметры теневых минимумов дают подход к оценке длительности испускания α -частиц. Отсюда определена роль таких источников эмиссии, как распад составного ядра и девозбуждение продуктов неупругих столкновений сложных ядер.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.
Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

Перевод Л.В.Пашкевич

Bugrov V.N., Epifanenkov F.E., P7-88-145
Karamyan S.A.
The ($^{20}\text{Ne}, \alpha$) and ($^{40}\text{Ar}, \alpha$) Reactions
on Single-Crystal Germanium Target

Alpha-particle emission induced by 5 MeV/nucleon heavy ions was investigated using the blocking effect. Alpha-particle detection was performed by means of cellulose nitrate track detectors. The blocking reflexes of crystallographic directions and their quantitative characteristics are determined and the spectral and angular distributions of α particles are measured. The parameters of the blocking minima make it possible to estimate the duration of α particle emission. On this basis the role of α particle sources such as compound nucleus decay and deexcitation of the products of inelastic collisions of complex nuclei has been established.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1988