

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

P7-87-255

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

ВОЗМОЖНОСТЬ ПОЛУЧЕНИЯ ИНФОРМАЦИИ
О МЕХАНИЗМЕ ИСПУСКАНИЯ α -ЧАСТИЦ
В РЕАКЦИЯХ ^{20}Ne , $^{40}\text{Ar} + \text{Ge}$
С ПОМОЩЬЮ ЭФФЕКТА ТЕНЕЙ

1987

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). Вместе с тем детальная и надежная информация о вкладе различных механизмов реакции до сих пор ограничена. Инклюзивные измерения спектров и угловых распределений α -частиц не позволяют выделить различные источники эмиссии. Корреляционные эксперименты более информативны, однако полноты пока также не достигнуто, имеются, в частности, расхождения в результатах разных групп при изучении близких реакций. В настоящей работе сделана попытка установить вклад различных источников эмиссии α -частиц с использованием метода, основанного на эффекте теней. Как известно, теневого 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 реакции испускания α -частиц.

1. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА И РЕЗУЛЬТАТЫ

Монокристаллические мишени германия облучены ионами ^{20}Ne и ^{40}Ar с энергией 5,5 МэВ/нуклон и ниже на циклотроне У-300 ЛЯР ОИЯИ. Пучок после прохождения коллиматора имел интенсивность около 10^{10} с^{-1} , диаметр 1 мм, угловой разброс $< \pm 1^\circ$. Мишени толщиной около 1 мм, изготовленные из детекторного монокристаллического германия методом механической полировки, наклеивались серебряной пастой на металлический держатель, что обеспечивало эффективный отвод тепла из области энерговыделения пучка (мощность $< 0,4 \text{ Вт}$). В эксперименте использовано несколько кристаллов, имеющих плоскость поверхности (100) или (111). Различные варианты ориентации кристаллов относительно пучка показаны на рис. 1. Вариант рис. 1а позволяет в случае кристалла (100) измерить теневые минимумы для двух пар кристаллографических осей типа $\langle 110 \rangle$ и

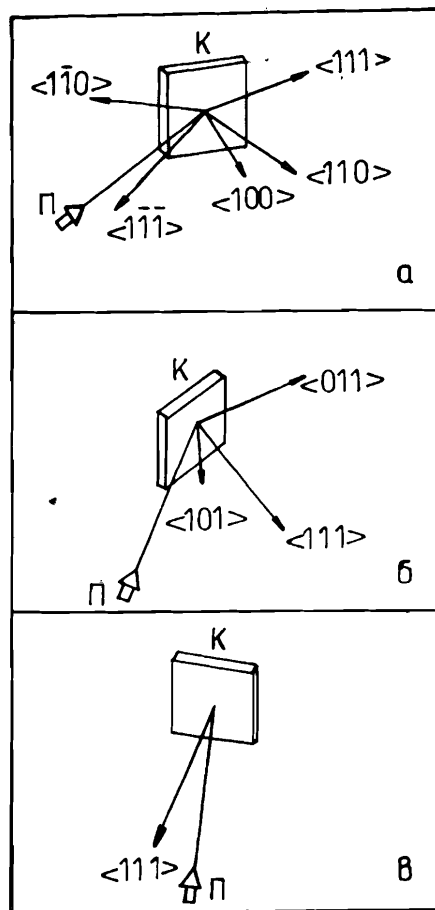


Рис. 1. Различные варианты ориентации кристаллов относительно пучка. п - пучок, к - кристалл.

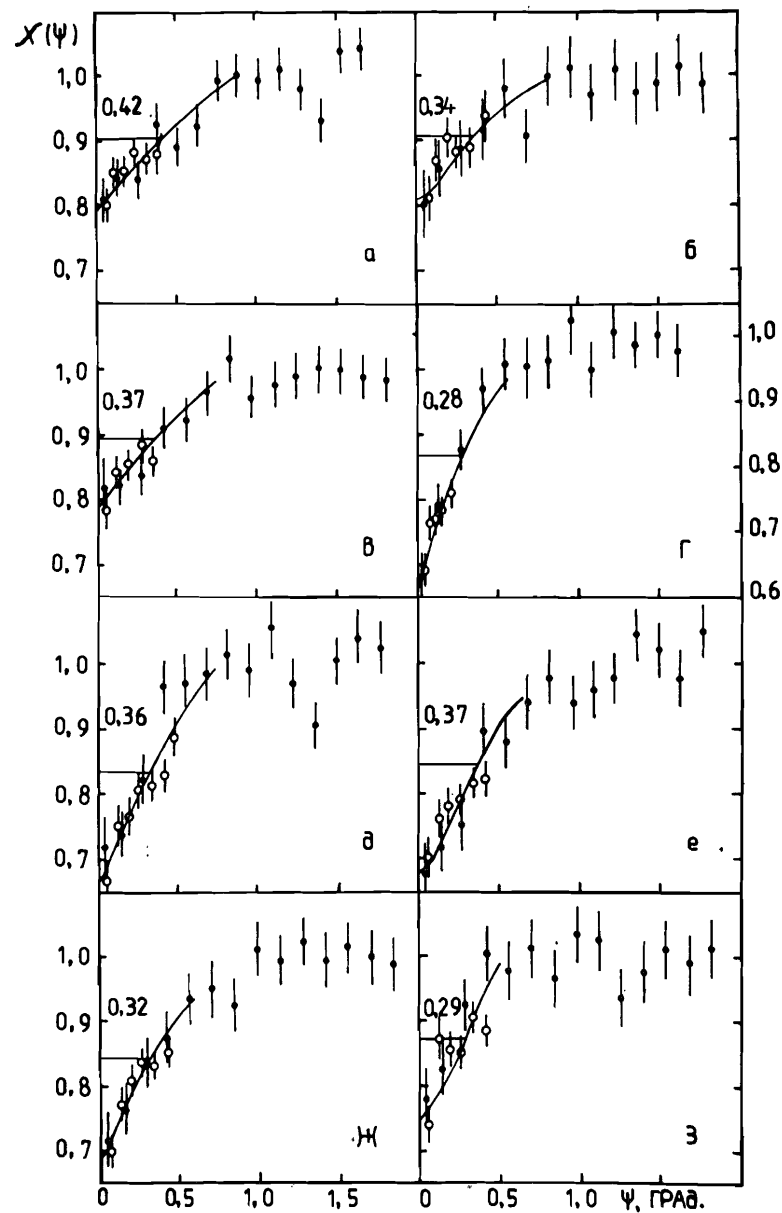
мишени в центре камеры, а детекторов на расстоянии 116 мм от мишени угловая полуширина аппаратурной линии составляет $0,16^\circ$, согласно расчету.

В качестве позиционно-чувствительного детектора α -частиц использован нитрат целлюлозы CN-85 фирмы Кобак, обладающий энергетическим окном регистрации от 0,1 до 7 МэВ ^{/3/}. Протоны дают мелкие треки, при-

$\langle 111 \rangle$ одновременно, что повышает эффективность использования пучка. Для кристалла ориентации (III) подобная выстроенность неосуществима, поэтому выбрана схема, показанная на рис. 1б. Такого же типа схема использована и в случае кристалла (I00) (вариант ориентации г) при выполнении измерений для пары осей типа $\langle 110 \rangle$ добавочно к геометрии рис. 1а. Во всех перечисленных случаях две идентичные кристаллографические оси, используемые для измерения теневых минимумов, образуют одинаковые углы с поверхностью кристалла. Это существенно для обеспечения идентичных условий при выявлении разности выхода в теневых минимумах $\Delta\chi = \chi(\theta_2) - \chi(\theta_1)$, где θ_2 и θ_1 - углы между кристаллографической осью и пучком. Величина $\Delta\chi$ служит для оценки времени протекания реакции ^{/2/}. Схема ориентации, показанная на рис. 1в, соответствует контрольному эксперименту по выяснению влияния углового разрешения опыта на теневой минимум. В последнем случае мишень и детектор расположены по диаметру камеры рассеяния, таким образом почти в два раза увеличено расстояние между ними и, соответственно, улучшено угловое разрешение. При расположении

чем только при энергии $<0,3$ МэВ. Для поглощения частиц с $Z > 2$ использованы Al фильтры, располагавшиеся вплотную к детекторам. Толщина Al фольг была выбрана таким образом, чтобы обеспечить одинаковую нижнюю границу энергии регистрируемых α -частиц в с.ц.и. для детекторов, расположенных под разными углами к пучку в л.с. При этом интервал энергии частиц соответствовал склону α -спектра от максимума вправо. Спектр и угловое распределение частиц получены на основе измерений ^{/4/} для близкой реакции. Выход α -частиц убывал по мере углубления в кристалл за счет функции возбуждения и спада α -спектра. В табл. 1 приведены некоторые численные параметры, характеризующие эксперимент, и результаты вычисления в конкретной геометрии средней глубины выхода α -частиц из толстой мишени, а также средней энергии падающих и регистрируемых частиц. Даны также значения угла Линдхарда ψ_I , характеризующего полуширину теневого минимума. Результаты вычислений подтверждают соблюдение симметричности условий эксперимента для пары осей. Кроме того, видно, что средний путь α -частиц в кристаллической среде составляет малую долю полного пробега, причем наибольший вклад дают частицы, выходящие из поверхностных слоев. В данных условиях можно было ожидать, что угловое разупорядочение движения частиц (деканалирование) не сильно повлияет на теневой минимум, а вторичное каналирование ^{/5/} также не проявится. Это подтвердилось на опыте, рефлексии кристаллографических направлений наблюдаются визуально и представляют собой теневые минимумы. Угловая полуширина минимумов оказалась небольшой, в соответствии с расчетными значениями (см. табл. 1), что говорит об отсутствии мозаичности монокристалла, как исходной, так и éventуально возникающей под действием пучка тяжелых ионов.

Результаты просмотра теневых минимумов приведены на рис. 2. Темные и светлые точки отвечают двум вариантам сканирования минимума: диаметральному пересечению и кольцевому сканированию вокруг центра. Видно неплохое соответствие результатов. Существенно увеличить статистическую точность затруднительно из-за появления наложений треков при их большой плотности. Данные рис. 2 представляют собой сумму результатов двух повторных облучений для каждого минимума, сделаны поправки на изменение телесного угла поля зрения и двойные наложения треков. Сравнение рис. 2г и 2ж показывает зависимость параметров минимума от углового разрешения. В табл. 2 для всего комплекта измерений приведены значения выхода в минимуме χ с поправкой на вклад углового разрешения опыта, которая вычислена с учетом изменения геометрических условий и наблюдаемой угловой полуширины для каждой тени. Величина χ и ее погрешность определены с использованием одной центральной точки кольцевого сканирования. При этом полученные значения разности выходов в минимумах для пары осей оказываются меньше погрешности измере-



ния. Если по всему набору точек построить зависимость $\chi(\psi)$, то погрешность определения $\chi(0)$ можно, по-видимому, уменьшить. Таким образом получены средние значения $\Delta\chi = 0,031 \pm 0,023$ для реакции ^{20}Ne (104 МэВ) + Ge и $\Delta\chi = 0,026 \pm 0,033$ в случае ^{40}Ar (220 МэВ) + Ge. При меньшей энергии ионов статистическая погрешность настолько велика, что значения $\Delta\chi$ не приводятся. Показанные выше значения $\Delta\chi$ все же не удовлетворяют критерию двойного стандартного отклонения, можно сказать только, что наиболее вероятно положительное значение $\Delta\chi \approx 2-3\%$ для обеих реакций. Несмотря на относительно небольшое значение наблюдаемой разности $\Delta\chi$, рассмотрим методику обработки данных с целью определения механизма реакции. При уточнении экспериментальных данных такая методика окажется необходимой для получения физической информации.

2. МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ РЕЗУЛЬТАТОВ

Наблюдаемое в эксперименте значение $\chi_{\text{эксп}}$ содержит вклад нескольких компонентов согласно формуле:

$$\chi_{\text{эксп}} = 1 - \prod_{i=0}^4 (1 - \chi_i). \quad (1)$$

Величины χ_i соответствуют вкладам: исходного несовершенства кристаллической решетки χ_0 , радиационного повреждения ее в процессе облучения $\chi_{\text{рад}}$, конечного углового разрешения опыта $\chi_{\text{угл}}$, деканалирования при прохождении слоя немалой толщины $\chi_{\text{дек}}$, смещения точки испускания частиц за счет временной длительности реакции $\chi_{\text{т}}$. Величина $\chi_{\text{угл}}$ уже учтена при получении значений χ в табл. 2. Исходное качество монокристаллов достаточно высокое, с теми же образцами наблюдался выход $\chi_0 = 0,20 - 0,25$ при регистрации ядер отдачи, имеющих малый пробег $1/6$. Учет вклада радиационного повреждения можно сделать приближенно на основе известной систематики $1/77$ повреждающего воздействия тяжелых ионов на монокристаллы. За вычетом вкладов $\chi_{\text{угл}}$ и $\chi_{\text{рад}}$ можно получить значения $\chi_{\text{не}}$ не меньше 0,5, т.е. значительно выше величины $\chi_0 \approx 0,25$. Это различие относится к вкладам деканалирования и времени протекания реакции $\chi_{\text{т}}$. Вероятно, нельзя пренебречь ни тем, ни другим. Величину $\chi_{\text{дек}}$ возможно рассчитать, однако экстракция вычисленных с некоторой погрешностью значений $\chi_{\text{угл}}$, $\chi_{\text{рад}}$, $\chi_{\text{дек}}$ из наблюдаемой величины $\chi_{\text{эксп}}$ приведет к определению $\chi_{\text{т}}$ с низкой точностью. Более надежную информацию

Рис. 2. Профили теневых минимумов для α -частиц, образующихся в реакциях ^{40}Ar (220 МэВ) + Ge (а-в) и ^{20}Ne (104 МэВ) + Ge (г-з).

Индексы осей, угол ориентации относительно пучка и номер опыта равны: а) - $\langle 110 \rangle$, 152° , №5; б) - $\langle 110 \rangle$, 95° , №5; в) - $\langle 110 \rangle$, 128° , №5; г) - $\langle 111 \rangle$, 165° , №3; д) - $\langle 110 \rangle$, 158° , №1; е) - $\langle 110 \rangle$, 110° , №1; ж) - $\langle 111 \rangle$, 152° , №1; з) - $\langle 111 \rangle$, 99° , №1.

Таблица 1. Результаты вычисления толщины работающего слоя мишени и связанных параметров

Взаимодей- ствие	E_L , МэВ	Угол реги- страции, град.	Фильтр, мкм. Al	E_L , МэВ	E^* , МэВ	Средний путь МЭМ Ge	E_L^{α} , МэВ	Ψ_I , град.	
								$\langle IIO \rangle$	$\langle IIP \rangle$
$^{20}\text{Ne} +$ 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
$^{40}\text{Ar} +$ 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

Таблица 2. Результаты измерений

Взаимодей- ствие	E_L , МэВ	Номер опыта	Вариант геометрии	Кристаллогра- фическая ось	Угол наблю- дения, град.	χ	$\Delta\chi$
$^{20}\text{Ne} +$ Ge	104	1	а)	$\langle IIO \rangle$	158	0,637(31)	0,034(63)
				$\langle IIO \rangle$	110	0,671(32)	
				$\langle IIP \rangle$	152	0,658(28)	
	2	г)	$\langle IIO \rangle$	161	0,628(45)	0,063(108)	
			$\langle IIO \rangle$	72	0,691(63)		
	110	3	в)	$\langle IIP \rangle$	165	0,615(27)	
85	4	а)	$\langle IIO \rangle$	158	0,619(60)	-	
			$\langle IIO \rangle$	110	0,673(85)		
			$\langle IIP \rangle$	152	0,615(65)		
			$\langle IIP \rangle$	99	0,658(83)		
$^{40}\text{Ar} +$ Ge	220	5	б)	$\langle IIP \rangle$	128	0,755(26)	0,013(59)
				$\langle IIO \rangle$	152	0,764(25)	
				$\langle IIO \rangle$	95	0,777(34)	
175	6	б)	$\langle IIO \rangle$	152	0,690(83)	-	
			$\langle IIO \rangle$	95	0,685(102)		

о величине χ_{τ} можно получить путем обработки измеренных значений $\Delta\chi$. Дело в том, что все перечисленные вклады χ_i , кроме χ_{τ} , слабо зависят от угла регистрации частиц по отношению к пучку и должны давать результирующее значение $\Delta\chi$, близкое к нулю. Отличие от нуля связано с эффектом времени протекания реакции.

Моделирование вклада χ_{τ} в теневой минимум и разности $\Delta\chi$ производилось следующим образом. Рассмотрены три возможных источника испускания α -частиц, которые, вообще говоря, дают составляющие в χ_{τ} :

$$\chi_{\tau} = \sum_{j=1}^3 a_j \chi_{\tau j}, \quad (2)$$

где $j=1$ соответствует α -частицам, испущенным составной системой; $j=2$ - легким (снарядоподобным) продуктом неупругой реакции; $j=3$ - мишенеподобным продуктом. Коэффициенты a_j представляют собой зависящую от угла долю α -частиц каждого источника и вычисляются по формуле:

$$a_j = C P_j^R P_j^{\alpha} K_j(\theta_L^{\alpha}, E_L^{\alpha}), \quad (3)$$

где C обеспечивает условие нормировки $\sum a_j = 1$, P_j^R - доля сечения реакции типа j в полном сечении реакции, P_j^{α} - вероятность испускания α -частиц возбужденным ядром типа j , K_j - кинематический фактор для наблюдения α -частицы с энергией E_L^{α} под углом θ_L^{α} к пучку. Кинематический фактор K_1 равен:

$$K_1 = W(\theta_c^{\alpha}) W(E_c^{\alpha}) \sqrt{\frac{E_L^{\alpha}}{E_c^{\alpha}}}. \quad (4)$$

Нормированные к единице спектральное и угловое распределения α -частиц в с.ц.и. взяты из работы [4] при соответствующих энергиях возбуждения составного ядра. В случае испускания α -частиц продуктом неупругой реакции расчет несколько сложнее. Координаты ϑ, φ' направления движения источника в цилиндрической системе с осью вдоль направления регистрации α -частицы преобразуются в θ, φ относительно пучка. Используются функции $\zeta(\theta)$ - нормированное угловое распределение излучающих ядер, $W(E_s^{\alpha})$ - спектр α -частиц в системе излучающего ядра, $W(\varphi)$ - угловая корреляция испускания α -частиц в плоскости - вне плоскости реакции, $\sqrt{\frac{E_L^{\alpha}}{E_s^{\alpha}}}$ - якобиан, связывающий двойной дифференциал $\frac{d^2}{d\Omega dE}$ в л.с. и в системе излучающего ядра. Для процессов $j=2,3$ кинематический фактор K вычисляется по следующим формулам:

$$\cos\theta = \sin\theta_L^{\alpha} \sin\vartheta \cos\varphi' + \cos\theta_L^{\alpha} \cos\vartheta; \quad (5)$$

$$\sin\varphi = \sin\vartheta \sin\varphi' \sin^{-1}\theta; \quad (6)$$

$$K_{2,3}(\theta_L^{\alpha}, E_L^{\alpha}) = 2 \int_0^{\pi} \sin\vartheta d\vartheta \int_0^{\pi} \zeta(\theta) W(E_s^{\alpha}) W(\varphi) \sqrt{\frac{E_L^{\alpha}}{E_s^{\alpha}}} d\varphi'. \quad (7)$$

Все перечисленные углы - в л.с. Формула (7) является точной в смысле кинематических преобразований. Функции $W(E_s^{\alpha})$ и $W(\varphi)$ взяты на основе статистических расчетов, учитывающих экспериментальные данные. Угло-

Таблица 3. Параметры и 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	$a_j(105^\circ)$	$a_j(155^\circ)$	$\Delta\chi_j$	P_j^R	P_j^α	$a_j(95^\circ)$	$a_j(152^\circ)$	$\Delta\chi_j$
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

вые распределения снарядоподобных продуктов и ядер отдачи $\sigma(\theta)$ в л.с. вычислены на основе имеющихся эмпирических сведений. Особенность случая $j = 3$ состоит в том, что функция $\sigma(\theta)$ становится двузначной. Все три функции, входящие в формулу (7), вообще говоря, зависят от степени неупругости реакции. Для упрощения расчета данная зависимость усреднялась, и процесс неупругой реакции характеризовался единым образом. По этой причине расчет следует рассматривать как схематический, ставится цель проверить возможность описания экспериментальных результатов с точностью до фактора 2-3. Этот фактор включает в себя также некоторые упрощения в части расчета, связанной с временем распада возбужденного продукта и соответствующим значением χ_{τ} .

Процесс $j = 1$ включает в себя испускание α -частиц составным ядром и двойной ядерной системой. Кинематически эти процессы подобны. Время распада высоковозбужденного составного ядра, согласно систематике $^{12/}$, должно быть пренебрежимо малым $< 10^{-19}$ с для данных реакций. Также мала, согласно существующим представлениям $^{18/}$, и длительность протекания прямой реакции, идущей через стадию образования двойной системы. Поэтому составляющая $\chi_{\tau 1}$ принималась равной нулю. В процессах $j = 2$ и 3 образуется набор ядер, имеющих возбуждение от 0 до $E_{\text{макс}}^*$. По систематике $^{12/}$ были вычислены зависимости $\tau(E^*)$ для распада возбужденного снарядо- и мишенеподобного продукта. Сделан кинематический расчет средней скорости v_{\perp} излучающего ядра по нормали к кристаллографической оси. Затем полученные значения $v_{\perp} \tau(E^*)$ использованы для расчета $\chi_{\tau j}$ по формулам, приведенным в $^{12/}$. Осуществлено интегрирование $W_{\alpha}(E^*) \chi_{\tau j}(E^*)$ по dE^* от порога испускания α -частиц V_{α} до $E_{\text{макс}}^*$. Полученные значения $\chi_{\tau j}$ для каждого угла наблюдения θ_1 и θ_2 с учетом наблюдаемого в эксперименте значения $\chi_{\text{мет}}$ давали возможность найти $\Delta\chi_j$ и сравнить $\sum \Delta\chi_j$ с экспериментальным значением $\Delta\chi$. Параметры и результаты расчета приведены в табл. 3. Относительный вклад процессов $j = 2; 3$ в испускание α -частиц оказывается немалым. Доля частиц рас-

пада легкого продукта увеличивается с уменьшением угла; возможно, этим объясняется увеличение $\Delta\chi$ в опыте №2, наблюдаемое по данным табл. 2, если пренебречь погрешностью измерений. Суммарные значения $\sum \Delta\chi_j$, полученные в расчете (см. табл. 3), равны около 2,5-1,5 % и не противоречат результатам опытов №1 и №5. Более точное сопоставление лимитировано статистической погрешностью измерений. Ясно, что желательным является не только увеличение набранной статистики треков, но и уменьшение методических компонентов, дающих вклад в теневой выход χ . При получении более точных экспериментальных результатов сравнение их с расчетом позволило бы определить достаточно надежно вклад различных источников эмиссии α -частиц в зависимости от угла наблюдения. Отсюда следует информация о вероятности различных механизмов реакции. Параметры P_j^R и P_j^α , приведенные в табл. 3, выбраны на основе эмпирического материала. Известно, что вероятность испускания α -частиц легкими ядрами, типа ^{20}Ne , близка к единице при $E^* > V_{\alpha}$. Однако спектральная доля таких возбуждений оценивается равной около 0,3. Для ^{40}Ar средняя энергия возбуждения возрастает, но уменьшается проникаемость кулоновского барьера. Наконец, для тяжелых продуктов недостатка E^* не имеется, кулоновский барьер существенно понижает вероятность P_j^α , однако значительный угловой момент ядра и α -частицы способствуют увеличению P_j^α .

Таким образом, в работе выполнен эксперимент по наблюдению эффекта теней для реакции испускания α -частиц под действием тяжелых ионов и обсуждена методика анализа результатов для определения вклада различных источников эмиссии α -частиц.

Авторы благодарны С.П.Третьяковой и Л.В.Джолос за предоставление детекторов из нитрата целлюлозы.

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. Карамян С.А. ЭЧАЯ, 1986, т.17, с.753.
3. Enge W. Nucl. Tracks, 1980, v.4, p.283.
4. Galin J., Gatty B., Guerreau D. et al. Phys. Rev., 1974, v.C9, p.1113.
5. Карамян С.А. Изв. АН СССР, сер. физ., 1987, т.51, №5.
6. Карамян С.А. Препринт ОИЯИ, P7-86-727, Дубна, 1986.
7. Бугров В.Н., Карамян С.А. Изв. АН СССР, сер. физ., 1986, т.50, с.1009.
8. Schröder W.U., Huizenga J.R. In: Treatise on Heavy-Ion Science. Plenum, N.Y., 1984, v.2, p.115.

Рукопись поступила в издательский отдел
16 апреля 1987 года.