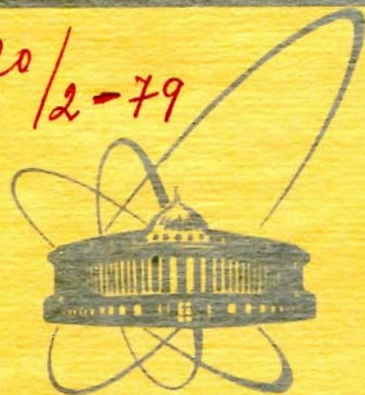


3120/2-79



СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

С34252

K-211

13/8-79

P7 - 12216

С.А.Карамян

НОВЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ
ПРИМЕНЕНИЯ ОРИЕНТАЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ
С МОНОКРИСТАЛЛАМИ

1979

P7 - 12216

С.А.Карамян

НОВЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ
ПРИМЕНЕНИЯ ОРИЕНТАЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ
С МОНОКРИСТАЛЛАМИ

Карамян С.А.

P7 - 12216

Новые возможности применения ориентационных эффектов взаимодействия заряженных частиц с монокристаллами

Обсуждаются возможности применения ориентационных эффектов в экспериментах по поиску долгоживущих компонент процесса деления ядер и α -распада яраст-ловушек в ядерных реакциях с тяжелыми ионами, а также в эксперименте, имеющем целью получение качественно новой информации о взаимодействии сильно возбужденных ядер с ядрами. В каждом из случаев рассмотрены особенности схемы эксперимента. Приведены количественные оценки диапазона измеримых времен и эффективности отбора искомым событий при поиске долгоживущих компонент процесса деления и α -распада яраст-ловушек. Дана приближенная формула для расчета вероятности двукратного ядерного взаимодействия частиц, входящих в монокристалл в направлении кристаллографической оси. Вычислены количественные характеристики опыта по измерению углового распределения процесса упругого рассеяния возбужденного составного ядра на ядре монокристалла. Расчет показывает достаточный уровень скорости счета регистрируемых событий при выборе углового и энергетического разрешений, необходимых для получения количественных данных о высоте барьера взаимодействия и параметрах размера ядра в возбужденном состоянии. Приведены оценки вероятности образования сверхтяжелого составного ядра в двукратном ядерном взаимодействии на монокристаллической мишени.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований, Дубна 1979

Karamian S.A.

P7 - 12216

New Possibilities of the Application of Orientation Effects of Interaction of Charged Particles with Single Crystals

The possibilities of the orientation effects application are discussed at the search for long living components of the fission process, and in experiments on the search of the yrast-traps α -decay in nuclear reactions induced by heavy ions, and in experiments for obtaining a qualitatively new information on the interaction of strongly excited nuclei with nuclei. For every case main features of the experiment scheme are considered. Quantitative estimations of measured lifetime interval and the extraction efficiency of searched events in the experiments on long living components of fission and yrast-traps α -decay are given. Approximate formula for calculation the two-fold nuclear interaction probability for the particles entering a single crystal, along the crystallographic axis, is written. The quantitative characteristics of the experiment on the elastic scattering angular distribution measuring for the case, when excited compound nucleus are interacting with single crystal nucleus are calculated. The evaluation shows that the counting rate of detected events is sufficient in order to obtain the quantitative information on the interaction barrier height, and the radius parameters for the nuclei in the excited state, with necessary choosing the angular and energy resolution. The estimation of the superheavy compound nucleus formation probability in two-fold nuclear interaction on a single crystal target is given.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubno 1979

1. ВВЕДЕНИЕ

Ориентационные эффекты взаимодействия заряженных частиц с монокристаллами, имеющие широкое применение при изучении структуры твердого тела, радиационных воздействий, атомных столкновений, успешно применяются для получения важной информации в ядерной физике: времен протекания ядерных реакций. Разработанный на основе применения эффекта теней метод измерения коротких времен жизни ядерных состояний позволяет определять времена $/10^{-15} - 10^{-18} /$ с, характерные для распада составных ядер в достаточно широком интервале энергий возбуждения.

Целью работы является предложение новых возможностей расширения диапазона применения ориентационных эффектов в физике ядерных реакций с тяжелыми ионами.

2. НОВЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ЭФФЕКТА ТЕНЕЙ В ИЗУЧЕНИИ ВОЗБУЖДЕННЫХ ЯДЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ

Можно предложить некоторую конкретную возможность измерения времени деления возбужденного составного ядра в реакции под действием тяжелых ионов в диапазоне около $(10^{-14} - 10^{-13})$ с. Точнее, необходимо говорить, конечно, о поиске таких сравнительно долгоживущих компонент распада составных ядер, поскольку среднее время жизни тяжелых составных ядер в реакциях под действием тяжелых ионов находится в об-

ласти (10^{-17} - 10^{-18}) с, как было показано в измерениях ¹¹ с помощью эффекта теней. Однако в другой работе ¹², также выполненной методом теней, на основе экспериментальных данных сделано утверждение о наличии долгоживущих компонент временного распределения делящихся составных ядер в реакции $W + {}^{18}O$ с временем жизни $\tau > 10^{-16}$ с. Следовательно, желательным является проведение экспериментов с целью поиска долгоживущих компонент распада возбужденных ядер во временном диапазоне (10^{-15} - 10^{-12}) с. Еще большие периоды деления могут быть найдены методами, применявшимися для поиска спонтанно делящихся изомеров.

Схема предлагаемого эксперимента показана на рис. 1. С помощью позиционно-чувствительного детектора осколков

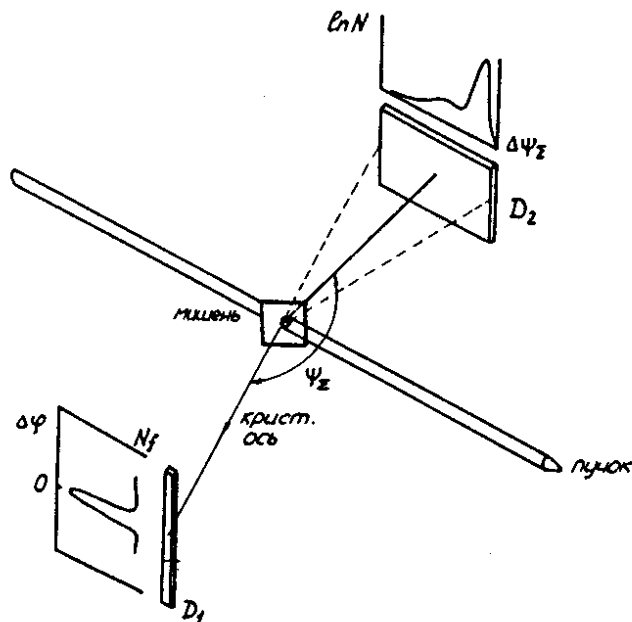


Рис. 1. Схема эксперимента по поиску долгоживущих компонент деления ядер под действием тяжелых ионов. Показаны иллюстративно пространственные распределения продуктов реакции, регистрируемых детектором D_1 вблизи направления кристаллографической оси мишени и детектором D_2 , работающим в режиме совпадений с D_1 .

деления (D_1) измеряется диаметральное сечение теневого минимума в направлении, перпендикулярном плоскости реакции, при ориентации кристаллографической оси тонкой монокристаллической мишени в центр детектора; второй детектор $/D_2/$, расположенный в плоскости реакции, регистрирует дополнительный осколок, будучи включен на совпадения с первым. Если оба детектора являются однокоординатными позиционно-чувствительными, то одновременно измеряются две характеристики пространственной корреляции осколков: угловая корреляция пары совпадающих осколков и теневого минимума. Для обеспечения хорошего углового разрешения необходимо, чтобы интервал угла в направлении, поперечном по отношению к измеряемой координате, для первого детектора был мал в сравнении с шириной теневого минимума. Второй детектор может захватывать сравнительно большой угловой интервал в поперечном по отношению к измеряемой координате направлении для увеличения скорости счета совпадений. Таким образом, после накопления достаточной статистики отсчетов можно получить форму теневого минимума в зависимости от суммарного корреляционного угла вылета двух осколков ψ_Σ . Величина ψ_Σ определяется скоростью составного ядра, поэтому можно проследить изменение глубины теневого минимума по мере торможения составного ядра. Так как полное время торможения составляет $\approx 10^{-13}$ с, то естественная временная шкала в таких измерениях составляет от 10^{-14} с до 10^{-13} с. Наблюдение осколков деления с корреляционным углом ψ_Σ близким к 180° , говорят о малой скорости составного ядра, т.е. о временной задержке, однако возможны фоновые случаи с большим ψ_Σ , отвечающие процессу деления после реакций неполного слияния. Этот фон велик для тяжелых ядер мишени /уран/¹³ и значительно понижается /вероятно, исчезает/ для более легких мишеней с $Z \leq 83$. Тем не менее, поскольку совершенно исключить возможность таких событий нельзя, то требуется второй параметр, чувствительный к времени испускания осколков. Таким параметром является глубина теневого минимума. Совместный анализ теневого минимума и корреляционной зависимости приводит к однозначному выводу о наличии или отсутствии долгоживущих временных компонент распада делящихся составных ядер с $\tau \approx (10^{-13} - 10^{-14})$ с.

Другая возможность применения эффекта теней в физике ядерных реакций относится к проблеме поиска^{/4/} так называемых "ловушек" вблизи иррадиационной линии.

На основании теоретических соображений в работе^{/5/} впервые была высказана идея о существовании иррадиационных ловушек как изомерных ядерных состояний с высоким угловым моментом, соответствующих нерегулярностям иррадиационной последовательности. Можно предполагать, что одним из основных видов распада таких возбужденных состояний является α -распад. Поиски α -распада иррадиационных ловушек^{/6/} пока не привели к положительному результату. Одним из факторов, мешающих наблюдению α -частиц, является наличие значительного фона мгновенных α -частиц, возникающих либо в прямых взаимодействиях ион-мишень, либо в процессе испарения из составного ядра. Сечение образования мгновенных α -частиц для средних ядер составляет десятки процентов от сечения образования составного ядра. Если α -частицы распада иррадиационных ловушек испускаются с временной задержкой более 10^{-12} с, то их можно отделить от мгновенных α -частиц с помощью обычных методов /см., например, ^{/7/} /.

Временная длительность иррадиационной каскады для ядер с $A \approx 160$ в реакциях с тяжелыми ионами составляет $\sim 10^{-12}$ с. Факторы торможения переходов для состояний, называемых иррадиационными ловушками, по отношению к различным ветвям распада не известны. Поэтому не исключено, что некоторые состояния подобного класса будут иметь время жизни, не превышающее характерного времени иррадиационной каскады. Поэтому здесь предлагается применить эффект теней для увеличения отношения эффекта к фону при поиске α -распада иррадиационных ловушек с временами жизни в диапазоне 10^{-12} - 10^{-16} с. При наблюдении α -частиц в направлении кристаллографической оси тонкой монокристаллической мишени выход мгновенных α -частиц понижается при хорошем качестве монокристалла в 20-30 раз, а для частиц, испущенных с временной задержкой $\geq 10^{-16}$ с в реакции под действием тяжелых ионов, влияние эффекта теней на выход пренебрежимо мало. Таким образом происходит обогащение спектра α -частиц частицами, имеющими временную задержку $\geq 10^{-16}$ с, на фактор 20-30. Этого может оказаться достаточно для выделения α -групп, соответствующих α -распаду иррадиационных ловушек.

3. ВОЗМОЖНОСТЬ ИЗУЧЕНИЯ ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ВОЗБУЖДЕННЫХ ЯДЕР

Известно, что экспериментальное изучение ядерных реакций дает информацию о взаимодействии частиц и ядер с ядрами, находящимися в невозбужденном, основном состоянии на исходном этапе столкновения. В то же время очевидно, что взаимодействие возбужденных ядер, будучи изучено экспериментально, может дать качественно новую ядерно-физическую информацию.

Измеренные значения времен жизни высоковозбужденных ядер в реакциях с тяжелыми ионами^{/1/} достаточно велики, что позволяет считать не равной нулю вероятность пролета возбужденным составным ядром без распада межатомного расстояния. Если имеют место долгоживущие компоненты^{/2/} закона распада составных ядер, то вероятность пролета составным

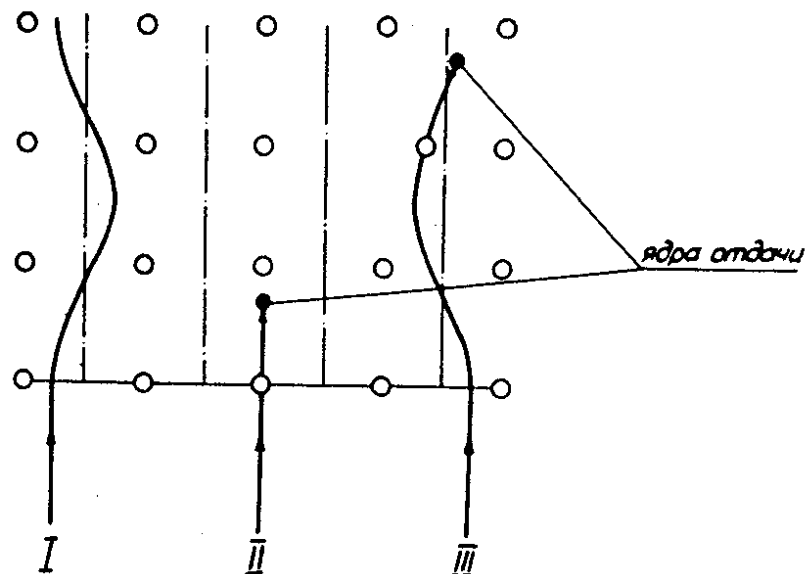


Рис. 2. Возможные варианты взаимодействия с монокристаллом бомбардирующих ионов, движущихся в направлении кристаллографической оси: I - каналирование, II - ядерное взаимодействие, III - деканалирование.

ядром одного или нескольких межатомных расстояний увеличивается. Можно представить себе следующую схему эксперимента: пучок тяжелых ионов входит в монокристаллическую мишень параллельно кристаллографической оси. Возможные варианты взаимодействия ионов с монокристаллом показаны схематически на рис. 2. Большая часть бомбардирующих частиц попадает в межатомные пространства и каналирует, однако небольшая часть ионов взаимодействует с ядрами и дает ядра отдачи, движущиеся вдоль кристаллографической оси и имеющие повышенную вероятность испытать взаимодействие с последующими ядрами цепочки. При отсутствии тепловых колебаний решетки вероятность вторичного взаимодействия была бы равна единице, наличие колебаний снижает эту вероятность. Если в качестве бомбардирующей частицы взять ион с массой, значительно большей массы ядра мишени, и со скоростью $4 \cdot 10^9$ см/с, то скорость составного ядра будет близка к скорости иона и время пролета межатомного расстояния d в цепочке составит около 10^{-17} с, что сравнимо со средним временем жизни составного ядра. Вероятность первого ядерного взаимодействия бомбардирующего иона можно оценить следующим образом:

$$P_1 = \frac{D}{d} \frac{\sigma_{\text{я}}}{\pi r_0^2}, \quad \text{т.е. } P_1 = \frac{\pi \langle \rho^2 \rangle}{r_0^2} \text{ для случая, когда тол-$$

щина мишени, выраженная в числе межатомных расстояний,

$$\text{больше, чем отношение } \frac{\pi \langle \rho^2 \rangle}{\sigma_{\text{я}}} \text{ /при условии } \frac{D}{d} > \frac{\pi \langle \rho^2 \rangle}{\sigma_{\text{я}}},$$

где D - толщина мишени, $\sigma_{\text{я}}$ - сечение ядерного взаимодействия, ρ - среднее квадратичное смещение ядер за счет поперечных по отношению к оси колебаний решетки/. Вероятность двукратного ядерного взаимодействия без промежуточного распада можно оценить по формуле

$$P_2 = \frac{D}{d} \frac{\sigma_{\text{я}}}{\pi r_0^2} \sum_{i=1}^{0,5D/d} N\left(\frac{id}{v}\right) \frac{\sigma_{\text{я}}}{\pi \langle \rho^2 \rangle} A(id), \quad /1/$$

где $N(t)$ - закон распада возбужденного составного ядра, id - расстояние пролета от первого взаимодействия до второго, v - скорость составного ядра после первого взаимодействия, функция $A(id)$ - фактор ослабления потока ядер в результате

отклонения ядер отдачи атомным потенциалом цепочки, $r_0^2 = \frac{1}{\pi n d}$, n - число атомов в единице объема монокристалла.

При толщине мишени $D < d \frac{\pi \langle \rho^2 \rangle}{\sigma_{\text{я}}}$ вероятности P_1 и P_2 убывают с уменьшением D пропорционально D при сохранении отношения P_2/P_1 , а при $D > d \frac{\pi \langle \rho^2 \rangle}{\sigma_{\text{я}}}$ величина P_1 в простейшем

приближении не увеличивается с ростом D , и, следовательно, практически не меняется P_2 . Эти оценки величин P_2 и P_1 сделаны без учета вклада ядерных реакций с участием деканализированных частиц, который может существенно увеличить P_1 для больших значений D и, в меньшей степени, P_2 . Численная оценка по этой формуле в предположениях: $\sigma_{\text{я}} = 10^{-24}$ см²,

$$A(id) \approx 1, \quad D = 0,1d \frac{\pi \langle \rho^2 \rangle}{\sigma_{\text{я}}} \quad / \approx 10^{20} \text{ атомов/см}^2, \quad N\left(\frac{id}{v}\right)$$

уменьшается в 3 раза при увеличении i на единицу - дает $P_2 \approx 0,4 \cdot 10^{-10}$ в расчете на один падающий ион. При этом $P_1 \approx 10^{-4}$ и зависит от материала монокристалла. Полная вероятность двукратного взаимодействия $\sum P_2$, включая события с промежуточным распадом, может быть получена заменой в формуле /1/ фактора $N\left(\frac{id}{v}\right)$ на единицу, что дает при тех же условиях $\sum P_2 \approx 0,5 \cdot 10^{-5}$

Для сравнения отметим, что в аморфной мишени при тех же условиях полная вероятность двукратных взаимодействий значительно меньше $\sum P_2 \approx 0,5 \cdot 10^{-8}$, причем вероятность двукратных событий без промежуточного распада $P_2 \approx 0,4 \cdot 10^{-13}$, т.е. видно, что применение монокристаллической мишени значительно увеличивает и полную вероятность двукратных взаимодействий и вероятность двукратных взаимодействий без промежуточного распада. Приведенные здесь оценки вероятностей P_2 и P_1 в случае монокристаллической мишени имеют качественный характер и не претендуют на количественное описание таких величин, как, например, глубина минимума каналирования в угловой зависимости выхода ядерной реакции.

Из приведенных оценок ясно, что при большой толщине мишени отношение P_2/P_1 будет существенно возрастать при охлаждении монокристалла, т.е. при уменьшении ρ , за счет уменьшения P_1 , но абсолютная величина P_2 изменится мало. Поэтому для увеличения P_2/P_1 в эксперименте желательно иметь минимальное достижимое угловое расхождение пучка и наиболее совершенную структуру монокристалла при минимальной амплитуде тепловых колебаний.

Рассмотрение вопроса об отделении событий двукратного ядерного взаимодействия без промежуточного распада от фона однократных взаимодействий и двукратных взаимодействий с промежуточным распадом зависит от вида ядерных реакций, первой и второй, и от выбора методики регистрации продуктов реакции. Здесь будут рассмотрены два примера с целью количественной иллюстрации предлагаемого эксперимента.

Предположим, что в первом ядерном взаимодействии /процесс 1/ образуется сильнодеформируемое составное ядро, а во втором оно испытывает упругое рассеяние на ядре решетки /процесс 2/. Тогда фон двукратных событий с промежуточным распадом подавлен, так как распад составного ядра - деление. Задачами эксперимента являются: а/ отличить продукты упругого рассеяния в процессе 2 от всех частиц, возникающих в процессе 1; б/ измерить угловое распределение упруго рассеянных частиц в процессе 2 с целью получения сведений о высоте барьера взаимодействия и параметрах размера ядра в возбужденном состоянии. Для численных оценок выбрано взаимодействие ионов ^{197}Au с энергией 1500 МэВ с монокристаллом ^{27}Al . Составное ядро ^{224}U , образующееся в процессе 1, имеет энергию 1320 МэВ. При толщине монокристалла 2 мкм $\approx 10^{19}$ атомов/см²/ полный интервал энергии пучка в мишени составит 50 МэВ, чему отвечает интервал энергий ^{224}U в процессе 2, равный 44 МэВ, или ≈ 5 МэВ в с.ц.н. Для максимального угла рассеяния в л.с. в процессе 2 $\Theta_L^{\text{макс}} = 6,9^\circ$ ($\Theta_c = 96,9^\circ$) энергия рассеянного иона ^{224}U равна 1035 МэВ, а энергия ядра ^{27}Al , вылетающего под углом 41° , - 285 МэВ. Можно предложить следующую схему эксперимента: в передней полусфере интервал углов Θ_L от 30° до 60° , $\phi = 0 - 2\pi$, занимает детектор упруго рассеянных ядер отдачи /№1/, а интервал углов Θ_L от 8° до 30° - два полукольцевых детектора /№2, №3/, регистрирующих осколки деления ядер ^{224}U после второго взаимодействия.

В такой геометрии пучок и упруго рассеянные падающие ионы не загружают детекторы, т.к. их максимальный угол рассеяния $\approx 8^\circ$. Вероятность регистрации процесса 2 для углов рассеяния в с.ц.н., отвечающих интервалу углов для ядер ^{27}Al , от 30° до 60° близка к единице, т.к. вероятность регистрации пар осколков деления близка к единице, поскольку угол между направлением движения осколка и направлением вылета ядра ^{224}U составляет $\approx 25^\circ$. Упруго рассеянные ядра ^{27}Al в процессе 1 имеют энергию, сильно отличающуюся от энергии ядер ^{27}Al в процессе 2 при том же угле наблюдения, для приведенного выше примера энергия ядер ^{27}Al в процессе 1 составляет 362 МэВ. Поэтому основным фоном являются глубоконеупругие взаимодействия в процессе 1, однако эти события не сопровождаются регистрацией тройных совпадений детекторами №№1,2,3, т.к. вероятность деления ядер, близких к ^{197}Au , на много порядков величины меньше, чем для ядра ^{224}U . Еще более жесткий отбор может производиться при измерении энергии пар осколков, которая для глубоконеупругих столкновений в процессе 1 более чем на 100 МэВ превышает суммарную энергию осколков в процессе 2. Оценим абсолютную скорость счета в эксперименте. Для получения количественных данных достаточным является измерение углового распределения упруго рассеянных ядер отдачи ^{27}Al в процессе 2 при ширине углового интервала $\Delta\Theta = 1^\circ$. Для кольцевых детекторов, т.е. при интервале $\Delta\phi = 0 - 2\pi$, если принять сечение упругого рассеяния равным $0,5\sigma_{\text{резерф}}$ для угла рассеяния в с.ц.н. $\Theta_c = 90^\circ$, а сечение образования составного ядра в процессе 1 - равным $4 \cdot 10^{-25}$ см², можно получить элемент вероятности двукратного взаимодействия $\Delta P_2 = 0,4 \cdot 10^{-13}$ для указанного интервала телесного угла. Этому значению соответствует скорость счета около 150 событий в час при потоке ионов ^{197}Au 10^{12} с⁻¹ через мишень толщиной 10^{19} атомов/см². В обычном эксперименте такой скорости счета отвечает дифференциальное сечение $\approx 0,6 \cdot 10^{-31}$ см²/ср.

Второй количественный пример относится не к изучению взаимодействия возбужденных ядер, а к использованию повышенной вероятности вторичных ядерных реакций в предлагаемом эксперименте, что следует из оценок величины ΣP_2 . Известно, что одной из главных трудностей в экспериментах по синтезу сверхтяжелых элементов с $Z = 112-116$ является невозможность приблизиться к магическому числу $N = 184$, предсказанному

в большом числе теоретических работ, в реакциях полного слияния при использовании ядер стабильных или долгоживущих изотопов в качестве мишени и налетающей частицы. Поэтому рассмотрим следующий пример: пучок ионов ^{238}U входит в монокристалл в направлении оси, содержащей ядра ^{48}Ca . В первом ядерном взаимодействии в результате реакции передачи 2-х нейтронов образуется ядро ^{240}U /процесс 1/, а во втором происходит слияние ядер ^{240}U и ^{48}Ca /процесс 2/ с образованием составного ядра $^{288}\text{112}$, имеющего на 2 нейтрона больше, чем в однократном взаимодействии тех же мишени и частицы*. При следующем выборе параметров: сечение образования составного ядра в процессе 2 равно $4 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2$, дифференциальное сечение реакции передачи 2-х нейтронов в процессе 1 при угле $\Theta_c = 0^\circ$ в с.и.и. $\frac{d\sigma}{d\Omega_c}(0^\circ) = 4 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2/\text{ср}$ /на основе экстраполяции данных $^{18}/$, толщина мишени 10^{20} атомов/см², которой отвечает интервал энергии частиц в с.и.и. около 120 МэВ, численная оценка приводит к результату $P_2 = 2 \cdot 10^{-14}$ для образования составного ядра $^{288}\text{112}$. Такой вероятности процесса отвечает в обычном эксперименте сечение, равное $2 \cdot 10^{-34} \text{ см}^2$, которое ненамного превышает предельно малый уровень сечения в экспериментах по синтезу новых элементов: $\sim 10^{-35} \text{ см}^2$. Однако, если предположить, что приближение к $N = 184$ на 2 единицы приводит к радикальному уменьшению делимости составного ядра, так что сечение (Н.и.и) реакции составит десятки процентов от сечения образования составного ядра, тогда использование такого процесса для синтеза сверхтяжелого элемента становится возможным.

В заключение параграфа сделаем два замечания: 1/ похожая схема эксперимента предлагалась в работе $^{19}/$ для изучения взаимодействия короткоживущих частиц с ядрами при высоких энергиях; 2/ при оценке результатов эксперимента существенно иметь точную информацию об амплитуде поперечных колебаний ядер решетки. Некоторые новые возможности для получения этих данных дает использование эффекта Косселя, который

* Подобная схема эксперимента может быть рассмотрена и в случае легкого ядра бомбардирующей частицы и тяжелого ядра мишени.

применялся $^{10}/$ для точного измерения межплоскостных расстояний из брэгговского условия $\sin\Theta = 2\lambda/d_p$, где Θ - угол косселевского конуса, λ - длина волны рентгеновского излучения, d_p - межплоскостное расстояние. Очевидно, что ширина и форма косселевского максимума дает дисперсию и распределение расстояний d_p , т.е. необходимую информацию о средней амплитуде и распределении амплитуд колебаний. Дисперсия величины λ за счет доплеровского эффекта в результате колебаний атомов, а также вследствие собственной ширины характеристической линии в случае сравнительно легких атомов монокристалла мала по сравнению с дисперсией величины d_p и не вносит заметного вклада в наблюдаемую ширину косселевского максимума.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из работы следует, что имеются новые возможности применения ориентационных эффектов взаимодействия заряженных частиц с монокристаллами в физике ядерных реакций. Экспериментальное развитие этих возможностей, по-видимому, полезно для расширения диапазона измеримых времен протекания ядерных реакций и получения неизвестных пока данных о взаимодействии сильновозбужденных ядер с ядрами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Каманин В.В. и др. ЯФ, 1972, 16, с.447; Бугров В.Н. и др. ЯФ, 1977, 25, с.713.
2. Andersen J.U. et al. Phys. Rev.Lett., 1976, 36, p.1539.
3. Карамян С.А. и др. ЯФ, 1969, 9, с.715.
4. Pedersen J. et al. Phys. Rev.Lett., 1977, 39, p.990; Khoo T.L. et al. Phys. Rev.Lett., 1978, 41, p.1027.
5. Bohr A., Mottelson B.R. Phys. Scr., 1974, 10A, p.13.
6. Lieder R.M. et al. Ann.Rep. KFA, 1977, Jülich, p.50.
7. Backe H. et al. Z.Phys., 1978, A285, p.159; Kohlmeyer B. et al. Jahresbericht, 1977, CSI-J-1-78, Darmstadt, p.71.
8. Волков В.В. ЭЧАЯ, 1975, 6, с.1040.
9. Carrigan R.A., Jr. Phys. Rev.Lett., 1975, 35, p.206.
10. Geist V., Flaggmeyer R., Otto G. Phys. Lett., 1978, 64A, p.421.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 января 1979 года.