

Эмиссия легких частиц в реакциях с тяжелыми ионами

Э. Бетак, В. Д. Тонеев

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Дан обзор имеющихся экспериментальных данных об источниках эмиссии частиц при столкновении тяжелых ионов в области энергий 5—20 МэВ/нуклон. Анализируется информация о механизме реакции и свойствах высоковозбужденных ядерных состояний, полученная с помощью этих легких частиц. Особое внимание уделено неравновесным процессам испускания нейтронов, нуклидов водорода и гелия. Обсуждается важность корреляционных измерений для идентификации механизма взаимодействия. Рассмотрены основные теоретические методы описания эмиссии неиспарительных частиц в реакциях с тяжелыми ионами.

The experimental data on the light particle emission in heavy ion collisions at energies 5—20 MeV/nucleon are reviewed. The information about the reaction mechanism and the highly excited nuclear state properties, obtained from these light particles, is analysed and the importance of correlation measurements for the identification of the reaction mechanism is discussed. The basic theoretical models of the nonequilibrium particle emission in the heavy ion reactions are presented as well.

ВВЕДЕНИЕ

Испускаемые в ходе реакции легкие частицы несут богатую и интересную информацию о взаимодействии между сложными ядрами. В некоторых случаях испарительная и прямая компоненты могут быть разделены по их характерным угловым и энергетическим распределениям. Энергетические спектры испарительной компоненты дают сведения о ядерной температуре и эффективном барьере эмиссии частиц; из анализа угловых распределений можно получить представление о значении угловых моментов, вовлеченных в реакцию [1, 2].

Прямая (точнее, неиспарительная или неравновесная) компонента, как было показано уже в пионерской работе Бритта и Куинтона [3], может составить значительную часть полного сечения реакции и иногда демонстрирует весьма неожиданные свойства. Тем не менее активное исследование неиспарительных процессов эмиссии частиц в реакциях с тяжелыми ионами началось лишь в последние годы. Это явилось результатом четкого понимания того факта, что испускаемые частицы дают уникальную информацию о временном развитии взаимодействия от самой начальной стадии

столкновения и вплоть до распада компаунд-ядра. Изучение динамики взаимодействия ионов путем наблюдения неравновесного испускания легких частиц связывается с надеждой найти решение таких фундаментальных вопросов, как установление механизмов диссипации кинетической энергии относительного движения ионов, механизмов слияния ядер и реакций глубоконеупругих столкновений.

Данная работа посвящена анализу имеющихся экспериментальных данных и теоретических методов описания источников эмиссии легких частиц при столкновении тяжелых ионов. Рассмотрим реакции, вызванные бомбардирующими ионами тяжелее α -частицы, в области энергии примерно 5—20 МэВ/пуклон. При анализе особое внимание будет уделено неравновесным процессам испускания нейтронов, изотопов водорода и изотопов гелия.

Физика тяжелых ионов отличается большим разнообразием возможных процессов взаимодействия. На различных стадиях любого из них может быть в принципе испущена легкая частица. Чтобы получить представление об источниках эмиссии, которые могут здесь встретиться, полезно обратиться к рассмотрению динамических траекторий сталкивающихся ионов. Примеры характерных траекторий для реакции $^{197}\text{Au} + ^{22}\text{Ne}$ (178 МэВ) представлены на рис. 1.

При очень далеких периферических столкновениях на ионы действуют лишь кулоновские силы. Условно этой области соответствуют орбитальные угловые моменты больше грейзинг-значения $l_{\text{гр}}$ (в данном случае $l_{\text{гр}} = 97 \hbar$). Вблизи $l_{\text{гр}}$ ядерное взаимодействие еще мало, и ионы движутся по траекториям, близким к кулоновским. Можно ожидать, что здесь доминируют прямые механизмы образования частиц типа стриппинга или развала налетающего иона в поле ядра-мишени. Не исключены также процессы квазиупругого выбивания бомбардирующим ионом легких частиц из ядра-мишени или возбуждение в ядре-снаряде отдельных состояний, которые могут распадаться с эмиссией частицы.

В области меньших l вплоть до значения $l \approx l_{\text{гр}}$, которое ограничивает область образования составного ядра, основным процессом является процесс глубоконеупругих передач [5—7]. Для него характерны большая потеря кинетической энергии относительного движения (см. рис. 1, траектории в пространстве энергии взаимодействия) и образование двойной ядерной системы, в ходе эволюции которой происходит обмен энергией, нуклонами и угловым моментом между ее составляющими фрагментами. Время жизни такой промежуточной системы относительно ее развала на фрагменты порядка 10^{-21} с. По-видимому, главным источником частиц является равновесный распад возбужденных полностью ускоренных фрагментов. Отклонения от этой простой картины могут возникнуть в том случае, когда энергия возбуждения фрагментов оказы-

ваются очень большой (предравновесная эмиссия частиц из ядерных осколков) или характерное время для эмиссии частиц сравнимо со временем жизни двойной ядерной системы, что может иметь место при взаимодействии очень тяжелых ионов (неравновесная эмиссия из составной системы). Реакции глубоконеупругих пере-

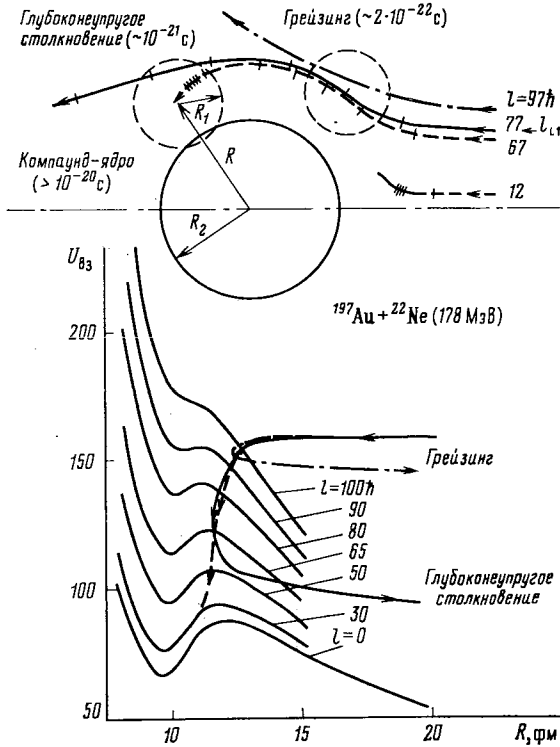


Рис. 1. Траектории для реакции $^{197}\text{Au} + ^{22}\text{Ne}$ (178 МэВ).

Верхняя часть рисунка относится к пространству координат, нижняя — к энергетическому пространству. Траекторные кривые отличаются значением углового момента l и соответствуют различным возможным процессам взаимодействия. Время вдоль траектории указано «засечками» с шагом $2 \cdot 10^{-22}$ с. Траектории рассчитаны в рамках динамической теории глубоконеупругих столкновений тяжелых ионов с учетом эффектов ядерного трения и обмена нуклонами между ядерными фрагментами [4]

дач носят в основном двухтельный характер. Однако с определенной вероятностью легкая частица может быть испущена на самой ранней стадии взаимодействия еще до образования двойной ядерной системы. Характерное время такого процесса должно быть существенно меньше 10^{-21} с. Интересную возможность представляет также предельно большая передача нуклонов, что может при-

вести к образованию легких частиц как прямых продуктов реакции глубоконеупругих столкновений тяжелых ионов.

В области $l \ll l_{cr}$ (в рассмотренном примере $l_{cr} = 68\hbar$) сталкивающиеся ионы быстро теряют энергию относительного движения, сливаясь в единую возбужденную систему. Возможность слияния отвечает существованию минимума в потенциальной кривой энергии взаимодействия ядер (см. рис. 1). Конечно, основной выход частиц будет обусловлен распадом возбужденных ядер из состояний компаунд-ядра, однако частицы могут быть также испущены и в ходе эволюции возбужденной ядерной системы к равновесному состоянию (предравновесный распад). При $l \approx l_{cr}$ в области слияния источником частиц может оказаться процесс развала налетающего иона, сопровождающийся слиянием остатка ядра-снаряда с ядром-мишенью. Возможность реализации такого процесса неполного слияния ядер отражает идеализацию существования резкой границы ($l = l_{cr}$) между процессом слияния и реакцией глубоконеупругих передач.

Совершенно ясно, что обилие потенциальных источников эмиссии частиц, следующее уже из проведенного выше чисто качественного обсуждения, существенно затруднит установление механизма образования частиц. Поэтому далее мы будем стремиться вычитать, где это возможно, вклад хорошо известных компонент (например, испарительной). Кроме того, отсюда следует необходимость четкой экспериментальной идентификации канала реакции и в этой связи важность проведения корреляционных измерений.

1. ИНКЛЮЗИВНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ. ОБЩИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ЭМИССИИ ЛЕГКИХ ЧАСТИЦ

Наиболее простым подходом к эмиссии легких частиц является регистрация частиц и измерение их спектров под определенным углом безотносительно к тому, что происходит с другими продуктами реакции. Именно в этой инклюзивной постановке Бритт и Куинтон впервые наблюдали быстрые α -частицы, вылетающие при неупругом взаимодействии тяжелых ионов [3]. К настоящему времени такие измерения выполнены в целом ряде экспериментов преимущественно с легкими ядрами-снарядами [3, 8—17]. Несколько неожиданным явилось обнаруженное доминирование канала с эмиссией α -частиц, причем в их угловых и энергетических распределениях можно было выделить две компоненты с характерными чертами равновесных (испарительных) и неравновесных процессов.

Как видно из примеров, представленных на рис. 2, угловое распределение α -частиц сильно коллимировано вперед, спадая почти экспоненциально по мере удаления от значения $\theta_\alpha = 0^\circ$.

Для области углов $\theta_\alpha > 100 \div 120^\circ$ сечение $d\sigma/d\Omega_\alpha$ практически постоянно. Форма энергетического спектра заметно меняется с углом наблюдения, однако во многих случаях она может быть успешно аппроксимирована в системе центра масс равновесным распределением, но с температурой $T(\theta)$, зависящей от угла: $N(E_\alpha) \sim E_\alpha \sigma_{\text{inv}}(E_\alpha) \exp[-E_\alpha/T(\theta)]$, (4)

где $\sigma_{\text{inv}}(E_\alpha)$ — сечение обратной реакции. Температуру, извлеченной таким способом, нельзя придать глубокого физического смысла, но она оказывается весьма удобной формой представления

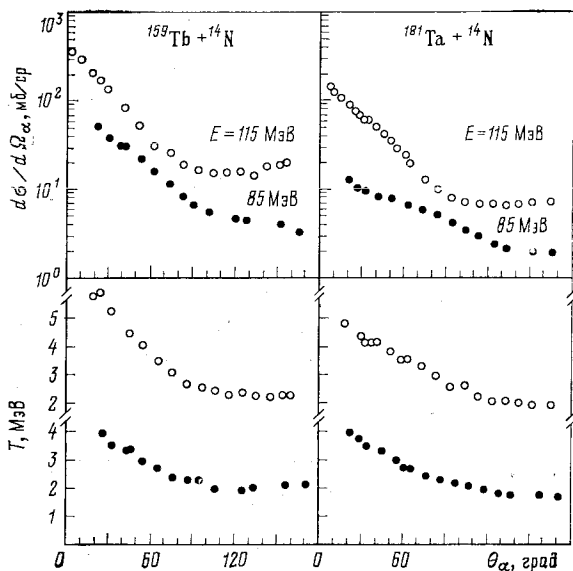


Рис. 2. Угловые распределения и температуры α -частиц, испущенных из ядер ^{159}Tb и ^{181}Ta под действием ионов азота с энергией E_0 [12] в системе центра масс

и систематизации экспериментальных данных. Результаты такого анализа (см. рис. 2) показывают, что вперед летят наиболее быстрые, жесткие α -частицы, скорости которых близки или даже превышают скорость бомбардирующего иона. Для больших углов, когда $d\sigma/d\Omega \approx \text{const}$, форма спектра стабилизируется, при этом температура имеет характерное равновесное значение $T \approx 1,5 \div 2$ МэВ. На этом факте основан простой (и, конечно, приближенный) способ выделения «прямой» компоненты: считается, что выход частиц под большими углами полностью обусловлен равновесным распадом, вклад которого симметричен в системе центра масс

относительно угла $\theta = 90^\circ$. Поэтому сечение прямой компоненты σ_{DI} можно оценить, вычтя из экспериментального значения $d\sigma/d\Omega$ симметрично отраженное сечение под большими углами.

Приблизительно такие же закономерности имеют место для других легких заряженных частиц — протонов, дейтронов, ядер трития и гелия-3, но прямая компонента в этих случаях (особенно для протонов) выражена по сравнению с α -частицами слабее, если вообще наблюдается (рис. 3).

Уже рассмотренные реакции показывают, что доля прямых, или неравновесных, процессов возрастает с увеличением энергии бомбардирующего иона. Основная масса экспериментальной ин-

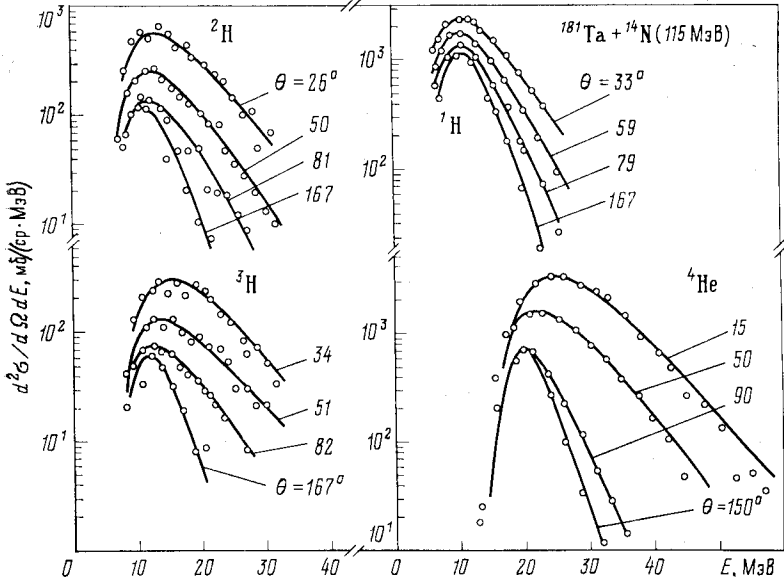


Рис. 3. Инклюзивные спектры изотопов водорода и α -частиц, образованных в реакции $^{181}\text{Ta} + ^{14}\text{N}$ (115 МэВ) [12] в системе центра масс

формации получена на пучках ионов ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O , ^{20}Ne , т. е. для ядер, где приведенные ширины для α -кластеризации велики, хотя, как показывает уже само перечисление ядер, усиление эмиссии α -частиц нельзя объяснить лишь структурными эффектами ядра-снаряда. Что касается реакций, инициируемых более тяжелыми ионами, то до недавнего времени считалось, что неравновесная компонента не проявляется в таких взаимодействиях. Это заключение следовало из работ Галина и др. [15, 18], изучавших образование одного и того же составного ядра ^{117}Te с помощью

различных бомбардирующих ионов. Если в реакции под действием ионов азота наблюдался заметный вклад неравновесной компоненты α -частиц, то в реакции $^{77}\text{Se} + ^{40}\text{Ar}$, приводящей к составному ядру с той же энергией возбуждения, выход α -частиц полностью объяснялся равновесной эмиссией из компаунд-ядра. Лишь недавние эксперименты, выполненные в Беркли на пучках ионов аргона

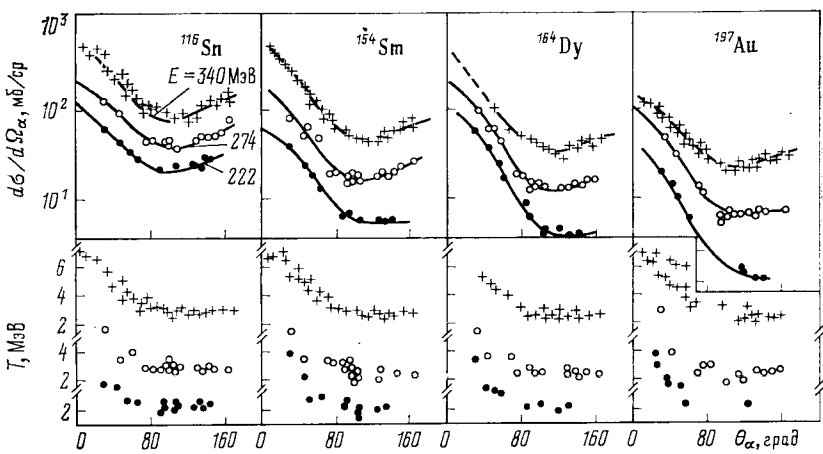


Рис. 4. Угловые распределения и температуры для α -частиц из реакций взаимодействия ионов ^{40}Ar с различными мишенями при трех энергиях в системе центра масс (значения энергии указаны на верхнем левом рисунке). Экспериментальные точки взяты из работы [14], кривые проведены через точки методом наименьших квадратов

[14, 19], позволили уверенно идентифицировать неравновесную компоненту, проанализировать ее зависимость от энергии взаимодействия и массы ядра-мишени. Как видно из рис. 4, общие закономерности инклюзивных спектров легких частиц, образованных в реакции с ионами ^{40}Ar , близки к тому, что наблюдается при бомбардировке ядер более легкими ионами (ср. с рис. 2).

Выше уже обращали внимание на то, что можно указать несколько механизмов неравновесной эмиссии α -частиц. Их относительная роль меняется в зависимости от комбинации сталкивающихся ядер и их энергии. Тем не менее интересно попытаться найти некий общий параметр, который управляет сечением неравновесных процессов. Из результатов, представленных на рис. 5, следует, что таким параметром может быть энергия превышения над кулоновским барьером во входном канале, приходящаяся на один нуклон иона-снаряда, $\epsilon' = (E_{\text{см}} - V_{\text{кул}})/A_p$. Учитывая различные пороги дискриминации α -частиц в экспериментах, ре-

зультаты которых отложены на рис. 5, необходимо отметить, что экспериментальные точки довольно хорошо группируются около одной кривой. При увеличении ϵ' сечения образования «прямых» α -частиц, по-видимому, выходит на постоянное значение и составляет значительную часть полного неупругого сечения взаимодействия. В терминах переменной ϵ' ненаблюдение в работе [15] неравновесной эмиссии в реакции $^{77}\text{Se} + ^{40}\text{Ar}$ естественно объясняется малым значением ϵ' .

Изучение инклюзивных распределений дает представление лишь о весьма общих закономерностях взаимодействия. Для детального исследования механизма образования неравновесных частиц необходим более общий подход, экспериментальная постановка эксперимента, позволяющая одновременно с параметрами легкой частицы фиксировать свойства сопровождающих ее продуктов ядерной реакции.

2. КИНЕМАТИЧЕСКОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИСТОЧНИКА ЧАСТИЦ

Если одновременно с α -частицей наблюдается фрагмент ядра-снаряда, то класс возможных механизмов реакции существенно сужается и становится правомерной постановка вопроса об источнике этих частиц. Это особенно актуально в приложении к широко обсуждаемым в последние годы реакциям глубоконеупругих передач в столкновении тяжелых ионов. Считается, что реакция глубоконеупругих передач носит двухтельный характер [5—7]. В этом случае наблюдаемый выход частиц может быть обусловлен лишь эмиссией из возбужденных ядерных фрагментов. Возможное отклонение от двухтельного характера реакции имеет и другую важную сторону. Известно, что основной «сброс» энергии относительного движения сталкивающихся ионов происходит на начальной стадии взаимодействия и очень быстро ($4 \cdot 10^{23}$ МэВ/с) [6, 7]. Физика этого процесса еще далека от полного понимания, и исследование частиц, испущенных на начальной стадии взаимодействия, поможет внести здесь определенную ясность.

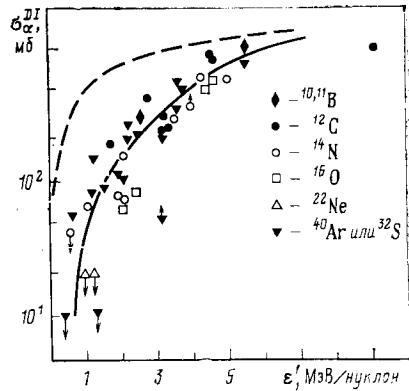


Рис. 5. Зависимость выхода прямых α -частиц от энергии, приходящейся на нуклон во входном канале.

Экспериментальные точки взяты из работ [3, 14, 20—24]. Для ориентира через точки проведена сплошная кривая. Поведение полного сечения неупругого взаимодействия ионов показано штриховой линией

Одним из способов установить источник наблюдаемой α -частицы является анализ трехтельной кинематики реакции. Рассмотрим ее на примере реакции $^{27}\text{Al} (^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}\alpha) ^{27}\text{Al}$ при первичной энергии $E_0 = 65,6$ МэВ [25]. В эксперименте измерялись α - ^{12}C -совпадения, причем выбранные кинематические условия соответствовали наблюдению трехтельных конечных состояний $^{12}\text{C} + \alpha + ^{27}\text{Al}$, где ядра

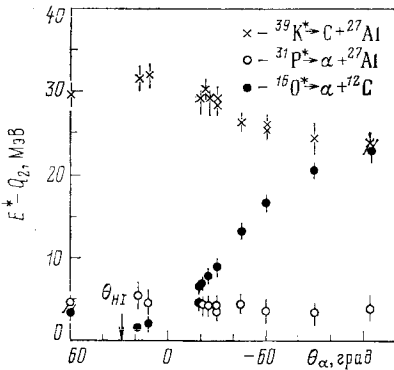
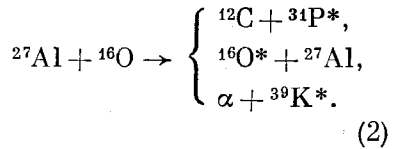


Рис. 6. Зависимость наиболее вероятной энергии промежуточной системы от угла наблюдения α -частицы (в лабораторной системе) в реакции $^{27}\text{Al} + ^{16}\text{O}$ (65 МэВ).

Экспериментальные точки [25] приведены для трех возможных промежуточных систем

углерода могли находиться в основном и в возбужденном ($E^* = 4,45$ МэВ) состояниях. Измеренный инклюзивный спектр ядер ^{12}C имел широкую колоколообразную форму, характерную для реакций глубоконеупругих передач [25]. Данное конечное состояние может быть образовано в результате последовательного двухступенчатого распада. При этом возможны три различные двухтельные промежуточные системы



Здесь звездочка указывает на то, что образованная возбужденная система затем испускает α -частицу ($^{31}\text{P}^*$ и $^{16}\text{O}^*$) или ядро ^{12}C ($^{39}\text{K}^*$). Необходимым кинематическим требованием для истинного последовательного распада является то, чтобы средняя энергия возбуждения промежуточной системы, образованной на первом этапе реакции, была постоянной, не зависящей от угла наблюдения α -частицы. Угловая зависимость наиболее вероятной энергии возбуждения для каждой промежуточной системы (2), полученная из измерения совпадений α -частицы и фрагмента ^{12}C , показана на рис. 6. Представленные данные указывают на то, что в рассматриваемом случае реакция в основном идет через промежуточное состояние $^{12}\text{C} + ^{31}\text{P}^*$, т. е. главным источником α -частиц является возбужденный фрагмент ядра-мишени, образованный путем захвата α -частицы из бомбардирующего иона ^{16}O . Хотя кинематический тест не является достаточным, чтобы гарантировать механизм последовательной эмиссии, широкий интервал исследованных углов позволяет сказать, что, по-видимому, маловероятно, что с помощью какого-то другого механизма можно описать эти данные.

Сам факт, что α -частица испускается фрагментом ядра-мишени, еще не противоречит механизму глубоконеупругих передач. Важно, за какое время происходит эта эмиссия. Обсуждаемая работа Харриса и др. [25] как раз и привлекла внимание тем, что оцененное время эмиссии α -частиц порядка $6 \cdot 10^{-22}$ с оказалось слишком коротким, чтобы можно было говорить о равновесном статистическом распаде системы $^{31}\text{P}^*$. Аналогичные указания о неравновесном распаде мишенеподобных (т. е. образованных в результате захвата ядром-мишенью части нуклонов из ядра-снаряда) систем получены для реакций $^{27}\text{Al} + ^{14}\text{N}$ (70 и 100 МэВ) [24] и $^{58}\text{Ni} + ^{16}\text{O}$ (76 МэВ) [26]. Более детальную информацию о свойствах промежуточной системы можно извлечь из анализа измеряемых в экспериментах данного типа корреляционных распределений $d^4\sigma/d\Omega_\alpha d\Omega_{HI} dE_\alpha dE_{HI}$, это сделано ниже.

Другим способом определения источника легких частиц является анализ с помощью переменных, инвариантных относительно преобразования Лоренца. Этот метод широко используется в физике высоких энергий, где в качестве таких переменных обычно выбирают быстроту и поперечный импульс частицы. Их нерелятивистскими аналогами являются продольная v_{\parallel} и поперечная v_{\perp} составляющие скорости, через которые инклюзивное инвариантное сечение выражается следующим образом:

$$\sigma_I = E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = \frac{1}{p} \frac{d^3\sigma}{d\Omega dE} = \frac{d^3\sigma}{dv_{\parallel} dv_{\perp}^2} = \frac{d^3\sigma}{dv^3}. \quad (3)$$

Достоинство этого представления состоит в том, что если имеется изотропный движущийся источник, то линии равного сечения σ_I в переменных v_{\parallel} , v_{\perp} будут образовывать концентрические окружности, положение общего центра которых позволяет определить скорость движения источника. На рис. 7 приведены примеры инвариантного v_{\parallel} , v_{\perp} -представления сечений для α -частиц, сопровождающих образование фрагмента в реакции $^{58}\text{Ni} + ^{40}\text{Ar}$ (280 МэВ) [27]. Выбор фрагментов с зарядами $Z_{HI} = 10, 16$ и 23 , регистрируемых под углом $\theta_{HI} = 30^\circ$, обеспечивает отбор продуктов реакции глубоконеупругих передач. Для большей наглядности экспериментальные значения сечения нанесены на диаграммы не непрерывными кривыми, а точками, размер которых пропорционален сечению. Каждый столбец точек отвечает измерению под данным углом θ_α в плоскости реакции, фиксируемой направлениями первичного пучка и регистрируемого фрагмента Z_{HI} . Окружности рассчитаны для выхода α -частиц с наиболее вероятной энергией из различных источников: фрагмент снаряда, фрагмент мишени, составное ядро. Какой из этих источников реализуется в действительности, можно судить по близости рассчитанной окружности к экспериментальным точкам с максимальным сечением.

Из представленных на рис. 7 результатов можно сделать вывод

о важности двух источников α -частиц, относящихся к двум движущимся ядерным фрагментам. Гребни инвариантного сечения под каждым углом θ_α наиболее четко прослеживаются в случае

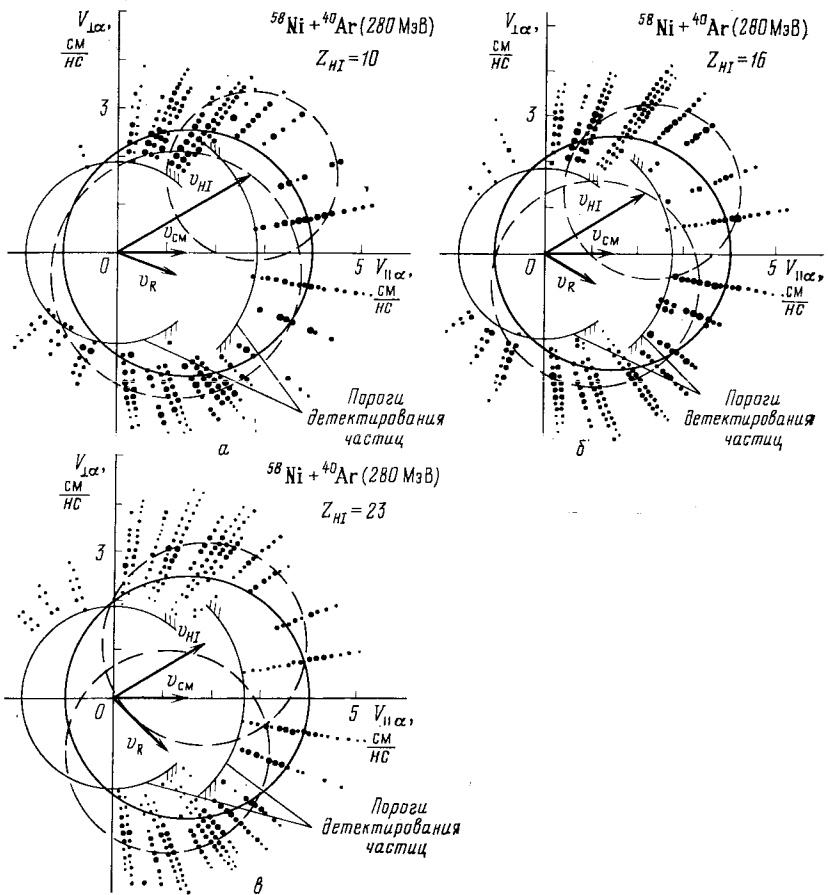


Рис. 7. Диаграмма инвариантного сечения для образования α -частиц в совпадении (в плоскости реакции) с осколками заряда $Z_{HI} = 10$ (а), $Z_{HI} = 16$ (б) и $Z_{HI} = 23$ (е).

Размеры экспериментальных точек пропорциональны сечению. Стрелками указаны средние скорости детектируемого v_{HI} и сопряженного v_R фрагментов, а также скорости системы центра масс v_{CM} . Окружности, центрированные относительно одной из этих скоростей, отвечают эмиссии частицы со средней скоростью из соответствующего источника. Тонкими линиями указаны пороги детектирования частиц в эксперименте [27]

симметричной ($Z_{HI} = 23$) фрагментации (рис. 7, е). Верхняя окружность центрирована концом вектора скорости детектируемого фрагмента, что указывает на изотропную эмиссию из этого оскол-

ка. То же самое верно по отношению к нижней окружности, которая приписывается изотропной эмиссии из сопряженного фрагмента. Под малыми углами, где эти обе окружности перекрываются в пространстве скоростей, наблюдается усиление сечения образования α -частиц, что ведет к сильной асимметрии энергетического спектра по отношению к оси первичного пучка. Это хорошо видно в случае $Z_{HI} = 16$: скорости, измеренные под углами $\theta_\alpha = \pm 10^\circ$, различаются очень сильно, но вся картина находится в полном согласии с предположением об эмиссии α -частиц из двух ядерных осколков.

Что касается испускания α -частиц из составной системы, то в случае сильно асимметричной фрагментации ($Z_{HI} = 10$) четкое кинематическое выделение этого источника невозможно, поскольку окружности в пространстве для тяжелого фрагмента и для составной системы близки друг к другу. Однако для более симметричных продуктов реакции вклад от эмиссии из составной системы ($^{58}\text{Ni} + ^{40}\text{Ar}$) определенно не является доминирующим.

Таким образом, при переходе к глубоконеупругим реакциям, инициируемым тяжелыми ионами типа аргона, источником α -частиц становится не только мишенеподобный фрагмент, но и остаток ядра-снаряда. Качественно это вполне согласуется с тем, что энергия возбуждения промежуточной ядерной системы, образуемой в глубоконеупругом ядерном столкновении тяжелых ионов, делится между фрагментами пропорционально их массам, т. е. в соответствии с гипотезой об установлении статистического равновесия в промежуточной двойной ядерной системе*. Основную часть испускаемых α -частиц можно объяснить в рамках равновесной статистической эмиссии из полностью ускоренных ядерных фрагментов. К такому же заключению пришли авторы [28—33]. Следует заметить, что в этих работах рассматривались лишь небольшие энергии: $\epsilon_0 \approx 4 \div 6$ МэВ/нуклон.

3. КОРРЕЛЯЦИИ В ПЛОСКОСТИ РЕАКЦИИ

Измерение α - HI -совпадений дает дифференциальное распределение $d^4\sigma/d\Omega_\alpha d\Omega_{HI} dE_\alpha dE_{HI}$, при этом еще обычно оценивается охватываемый интервал Q -величин для трехтельных конечных состояний — Q_3 . Чтобы сделать полученный материал обозримым, рассматриваются различные «проекции» этого многомерного распределения.

На рис. 8 приведены α - ^{12}C -корреляции в представлении $\{E_\alpha, E_{HI}\}$ для реакции $^{58}\text{Ni} + ^{16}\text{O}$ (96 МэВ). Корреляции измерены в плоскости реакции, определяемой первичным пучком и направлением детектируемого иона ^{12}C . Анализ трехтельной кинематики

* К обсуждению этого вопроса вернемся в разд. 7.

показал, что в данном случае основным каналом реакции является эмиссия α -частицы из мишенеподобного фрагмента $^{62}\text{Zn}^*$ [26]: $^{58}\text{Ni} + ^{16}\text{O} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{62}\text{Zn}^*$.

Действительно, основной выход α -частиц обусловлен реакцией глубоконеупругих столкновений (см. рис. 8). Тем не менее среди других процессов можно четко идентифицировать квазиупругую

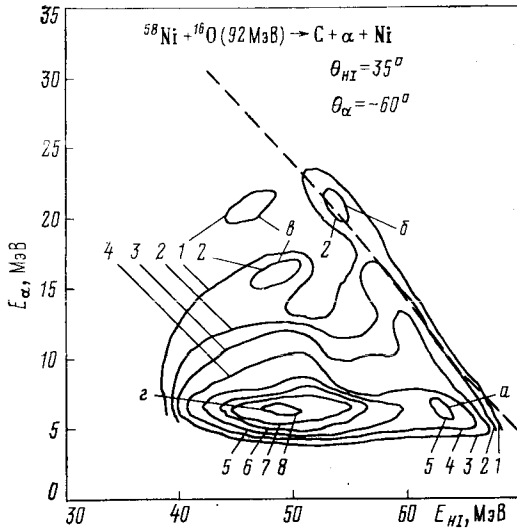


Рис. 8. Диаграмма дифференциального сечения $d^2\sigma/d\Omega_{\alpha}dE_{\alpha}d\Omega_{\text{Ni}}dE_{\text{Ni}}$ в плоскости $E_{\text{Ni}} - E_{\alpha}$ при фиксированных углах наблюдения совпадений α -частиц с ядрами углерода [26].

Для получения значений сечения указанные на контуре цифры должны быть умножены на $0,1 \text{ мб}/(\text{МэВ}^2 \cdot \text{ср}^2)$. Буквами обозначены области: квазиупругих событий (а), упругого ^{12}C (основное состояние) + α (б) и неупругого ^{12}C (4,4 МэВ) + α (в) развала, глубоко-неупругих передач (г); штриховая кривая — порог трехтельной реакции ($Q_3 = -7,16 \text{ МэВ}$)

компоненту, а также продукты упругого [^{12}C (основное состояние)] и неупругого [^{12}C (4,4 МэВ)] развала налетающего иона ^{16}O . Последним процессам отвечает малая неупругость (небольшие отрицательные значения Q_3), и их при необходимости можно отделить от других механизмов реакции.

Наибольший интерес привлекает исследование угловых корреляций. Если промежуточная система (ядро $^{62}\text{Zn}^*$ — в приведенном выше примере) живет достаточно долго, то угловые корреляции продуктов ее распада определяются лишь свойствами внутренней симметрии системы. В рамках квазиклассических представлений можно ожидать, что промежуточная система, наследуя значительную часть углового момента, внесенного ионом-снарядом,

окажется сильно «выстроенной», вращаясь с большой угловой скоростью вокруг оси, перпендикулярной к плоскости реакции [1, 34]. Тогда испущенные из промежуточной долгоживущей системы частицы должны быть изотропно распределены в плоскости реакции. Квантовые эффекты могут привести к отклонению от изотропии, но и в этом случае распределение остается симметричным относительно плоскости, перпендикулярной направлению импульса, переданного системе.

При анализе для фиксированного значения θ_{HI} можно построить функцию угловой корреляции

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_\alpha d\Omega_{HI}} = \int dE_\alpha dE_{HI} \frac{d^4\sigma}{d\Omega_\alpha d\Omega_{HI} dE_\alpha dE_{HI}} \quad (4)$$

в системе координат, связанной с промежуточной ядерной системой ($^{62}\text{Zn}^*$), $\theta_\alpha \rightarrow \theta_\alpha^R$. Часто оказывается удобнее вместо функции угловой корреляции (4) использовать эквивалентную величину — дифференциальную ассоциативную множественность

$$\frac{dM_\alpha(HI)}{d\Omega_\alpha} = \frac{d^2\sigma}{d\Omega_\alpha d\Omega_{HI}} \bigg/ \frac{d\sigma(HI)}{d\Omega_{HI}} \quad (5)$$

В этом случае не обязательно знать абсолютную нормировку сечений. (Здесь $d\sigma(HI)/d\Omega_{HI}$ — угловое распределение фрагментов в инклюзивной постановке эксперимента).

Угловые корреляции для обсуждаемой реакции $^{58}\text{Ni} + ^{16}\text{O} (92 \text{ МэВ}) \rightarrow ^{12}\text{C} + \alpha + ^{58}\text{Ni}$ представлены на рис. 9 в системе покоя фрагмента $^{62}\text{Zn}^*$. В корреляционной зависимости обнаруживается резкий пик, положение которого не совпадает с направлением переданного импульса ($\theta_\alpha^R \approx 35^\circ$) и очень близко к направлению первичного пучка. Последнее обстоятельство приводит к сильной асимметрии испущенных α -частиц в лабораторной системе координат. Этот эффект нельзя объяснить интерференцией амплитуд распада ядра $^{62}\text{Zn}^*$ с отдельных уровней, поскольку число состояний ядра, вовлеченных в реакцию, очень велико. Наличие сильной асимметрии вылета α -частиц по отношению к направлению первичного пучка и пикообразное поведение функции диффе-

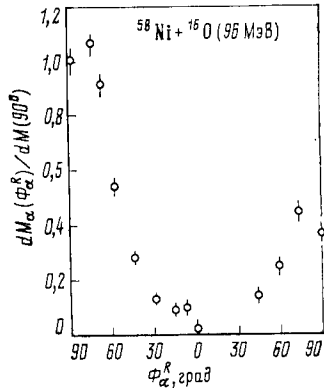


Рис. 9. Угловые корреляции в плоскости реакции для α -частиц, измеренных в совпадении с ядрами углерода [26].

Результаты приведены в системе, связанной с мишенеподобным ядром. Направлению первичного пучка отвечает угол $\theta_\alpha^R = 0^\circ$, указан также угол, соответствующий регистрируемому иону θ_{HI}

ренциальной множественности свидетельствуют о неравновесном процессе эмиссии α -частиц, протекающем за время, меньшее периода вращения промежуточной системы.

Аналогичный результат для реакции $^{27}\text{Al} + ^{16}\text{O}$ (65 МэВ) \rightarrow $^{12}\text{C} + \alpha + ^{27}\text{Al}$ получен в работе Харриса и др. [25].

Из полуширины σ_θ распределения $dM(HI)/d\Omega_\alpha$ можно грубо оценить время распада

$$\tau = \sigma_\theta / \omega, \quad (6)$$

где угловая скорость $\omega = \hbar/\mathcal{I}$ выражается через полный угловой момент системы l и момент инерции \mathcal{I} . В качестве \mathcal{I} можно взять твердотельное значение момента инерции, а l оценить из модельных соображений* или независимых измерений множественности γ -квантов. Такие измерения

выполнены для реакции $^{58}\text{Ni} + ^{16}\text{O}$ (92 МэВ) и дают среднее значение $\langle l \rangle \approx 15\hbar$ для ядра $^{62}\text{Zn}^*$ [35]. Как видно из рис. 9, $\sigma_\theta \approx 60^\circ$, отсюда $\tau \approx 10^{-21}$ с. Для случая $^{27}\text{Al} + ^{16}\text{O}$ (65 МэВ) получена оценка $\tau \approx 6 \cdot 10^{-21}$ с [25].

Необходимо отметить, что ширина и положение пиков в функции угловой корреляции существенно зависят от степени неупругости отобранных событий [21, 24, 36]. На рис. 10 показаны угловые распределения α -частиц в совпадении с фрагментом ^{12}C , измеренные в реакции $^{27}\text{Al} + ^{14}\text{N}$ для двух различных интервалов порога трехтельной реакции Q_3 и двух значений энергии ионов азота. Из рисунка видно, что угол регистрации ядра углерода $\theta_{HI} = -30^\circ$ близок к углу грейзинга при $E_0 = 70$ МэВ, тогда как эти углы существенно различаются

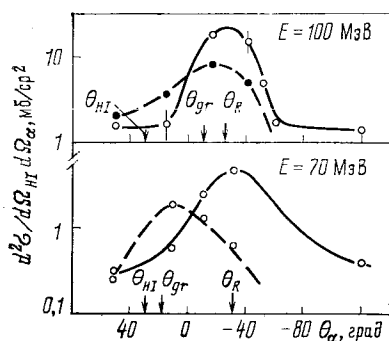


Рис. 10. Угловая корреляция α -частиц, наблюдаемых в совпадении с ядрами углерода ($\theta_{HI} = 30^\circ$) в реакции глубоконеупругого взаимодействия $^{27}\text{Al} + ^{14}\text{N}$ при двух значениях энергии E_0 первичного пучка ионов азота [24].

Сплошные кривые проведены через экспериментальные точки, соответствующие окну $-30 < Q_3 < -15$ МэВ, штриховые линии — для $-15 < Q_3 < 0$ МэВ. Указаны положение угла грейзинга и направление вылета остатка ядра-мишени θ_R .

при большей энергии. В рассматриваемой области энергий сечение глубоконеупругой реакции заметно возрастает с увеличением E_0 , что непосредственно следует из сравнения кривых на верхней

* Например, условие, что сталкивающиеся ионы слипаются, образуя гантелеобразную систему (*sticking*-условие), позволяет связать угловой момент в начальном и конечном состояниях системы.

и нижней частях рис. 10. При обоих значениях E_0 угловое распределение для более неупругих событий ($-30 \leq Q_3 \leq \leq -15$ МэВ) имеет максимум вблизи угла θ_R , отвечающего направлению импульса, переданного промежуточной ядерной системе. В данном случае это есть последовательный распад по схеме $^{27}\text{Al} + ^{14}\text{N} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{29}\text{Si}^* \rightarrow ^{12}\text{C} + \alpha + \text{Mg}$. Важность этого канала подтверждается также анализом трехтельной кинематики [24]. Наблюдаемое на эксперименте уменьшение с ростом E_0 ширины пика в угловом распределении α -частиц согласуется с предположением, что α -частицы испускаются из статистически равновесного мишенеподобного фрагмента*.

Вторая компонента, соответствующая образованию более быстрых α -частиц ($-15 < Q_3 \leq 0$ МэВ), ведет себя совершенно иначе. При $E_0 = 70$ МэВ максимум углового распределения α -частиц находится при $\theta_\alpha \approx -10^\circ$, т. е. по одну и ту же сторону относительно оси пучка, что и регистрируемый тяжелый ион ^{12}C . Но при переходе к $E_0 = 100$ МэВ максимум находится уже при $\theta_\alpha \approx +15^\circ$, т. е. по другую сторону оси. Оба распределения нельзя одновременно объяснить эмиссией α -частицы из фрагмента-снаряда или из фрагмента-мишени. Такое поведение указывает на то, что α -частицы, отвечающие второй компоненте, образовались на ранней стадии взаимодействия в процессе типа развала. Подтверждением этого может служить корреляция максимума углового распределения этих частиц с углом грейзинга θ_{gr} (см. рис. 10).

Выполненный в предыдущем разделе кинематический анализ реакции $^{58}\text{Ni} + ^{40}\text{Ar}$ (280 МэВ) показал, что здесь α -частицы образуются в результате равновесной эмиссии из двух возбужденных фрагментов. В общем случае вклады этих двух источников разделить очень трудно, но для симметричных фрагментов можно найти угловые интервалы, где доминирует тот или иной источник. Использование угловых корреляций в плоскости реакции позволяет проверить гипотезу о статистическом распаде на более количественной основе.

На рис. 11 отложена дифференциальная множественность (5) для α -частиц, сопровождающих образование различных фрагментов под углом $\theta_{HI} = 30^\circ$. В согласии с результатами, представленными на рис. 7, видно, что для $Z_{HI} = 10$ и 16 в интервале углов $\theta_\alpha = -40 \div -120^\circ$ ($\theta_\alpha^R = -20 \div -120^\circ$) дифференциальная множественность в системе тяжелого фрагмента не зависит от угла и, следовательно, эти α -частицы образованы в результате равновесного распада тяжелого фрагмента. Для симметричного расщепления фрагментов ($Z_{HI} = 23$) распределения $dM(HI)/d\Omega_\alpha$ представлены как в системе детектируемого, так и ему сопряжен-

* В работе [24] это предположение проверено прямыми расчетами по испарительной модели.

ного фрагмента. Для области положительных углов (т. е. на той же стороне от оси пучка, что и детектируемый фрагмент) эмиссии α -частиц угловое распределение выходит на константу в системе покоя детектируемого фрагмента, тогда как для отрицательных углов такое поведение наблюдается в системе, связанной с сопряженным фрагментом. Более того, в пределах неточности эксперимента

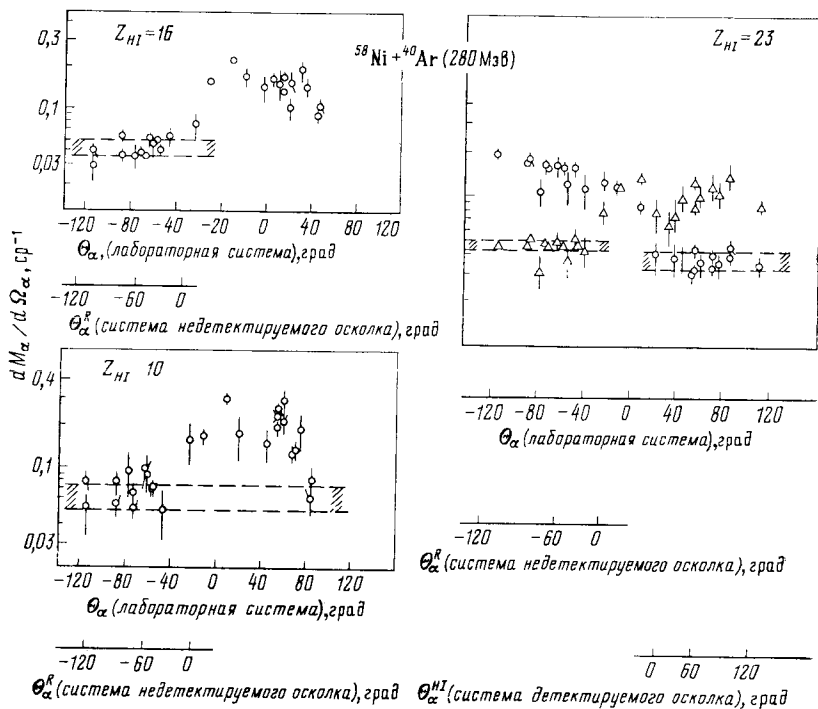


Рис. 11. Дифференциальные множественности угловых корреляций в плоскости реакции для α -частиц в совпадении с фрагментами разного заряда Z_{HI} в реакции $^{58}\text{Ni} + ^{40}\text{Ar}$ (280 МэВ) (см. рис. 7) [27].

Результаты представлены в различных системах координат. Штриховые линии — выход, ожидаемый согласно равновесной статистической теории. Границы детектируемых частиц заштрихованы

дифференциальные множественности из обоих осколков оказываются одинаковыми, что опять указывает на установление в системе полного статистического равновесия с распределением энергии возбуждения поровну между симметричными фрагментами [27].

Рассмотренные выше реакции относятся к области энергии налетающего иона $\epsilon_0 \approx 5 \div 7$ МэВ/нуклон. При больших энергиях (вплоть до $\epsilon_0 \approx 20$ МэВ/нуклон) измерения α - HI -

корреляций в плоскости реакции для глубоконеупругих столкновений были выполнены лишь с пучками ионов не тяжелее аргона [21, 36—40]. Результаты этих работ показывают, что отличительной особенностью реакций при $\epsilon_0 \gtrsim 10$ МэВ/нуклон является усиление вклада процессов типа развала (упругого и особенно неупругого) налетающего иона, процессов срыва и подхвата, а также ядерной фрагментации, приводящей к образованию быстрого возбужденного снарядоподобного ядра, которое затем распадается с испусканием α -частицы. Другими словами, основным источником α -частиц здесь становятся снарядоподобные фрагменты [21, 36, 37].

Угловое распределение α -частиц, измеренных в совпадении с осколком иона-снаряда, имеет в большинстве случаев такую же пикообразную форму, как и при меньших значениях ϵ_0 (см., например, рис. 10). Но для событий с малой неупругостью, в частности для реакции $^{197}\text{Au} + ^{16}\text{O}$ (320 МэВ) \rightarrow $^{12}\text{C} + \alpha + ^{197}\text{Au}$ при $Q_3 < -20$ МэВ [36], четко проявляются два максимума в $d^2\sigma/d\Omega_\alpha d\Omega_{HI}$. Авторы работы [36] дали этому факту простое объяснение, основанное на существовании в лабораторной системе координат предельного угла вылета для α -частицы, образованной в результате распада быстро движущегося фрагмента $^{16}\text{O}^* \rightarrow ^{12}\text{C} + \alpha$. Это обстоятельство еще раз подчеркивает необходимость классификации событий по степени неупругости при анализе α -HI-корреляций.

Если не рассматривать события с зарядом детектируемого фрагмента, отличающимся от заряда первичного иона менее чем на две единицы, то форма функции угловой корреляции оказывается очень слабо зависящей от заряда фрагмента и кинетической энергии испущенной α -частицы, при этом форма энергетического спектра α -частиц в экспериментах с совпадениями такая же, как в инклюзивных измерениях [37—39]*.

Это позволило Боумику и др. [38, 39] представить двухчастичную корреляционную функцию в виде произведения инклюзивных распределений

$$\frac{d^4\sigma(\theta_\alpha, E_\alpha, \theta_{HI}, E_{HI})}{d\Omega_\alpha dE_\alpha d\Omega_{HI} dE_{HI}} \approx k \frac{d^2\sigma(\theta_\alpha, E_\alpha)}{d\Omega_\alpha dE_\alpha} \frac{d^2\sigma(\theta_{HI}, E_{HI})}{d\Omega_{HI} dE_{HI}}. \quad (7)$$

Используя результаты независимых измерений спектров для ядерных фрагментов и α -частицы, оказалось возможным на основе

* Сечение упругого развала налетающего иона мало [27]. Поэтому отмеченная специфическая структура в канале $^{16}\text{O}^* \rightarrow ^{12}\text{C} + \alpha$ слабо проявляется в корреляционной функции, просуммированной по всем изотопам с данным Z_{HI} . Однако при более тщательном анализе наряду с некоррелированной компонентой (7) удается наблюдать распады узких возбужденных состояний снарядоподобных фрагментов [37].

приближения (7) правильно воспроизвести дифференциальные множественности (5) α -частиц, сопровождаемых вылетом различных фрагментов, а также зависимость от угла θ_α средней энергии промежуточной снарядоподобной системы. Следует отметить, что приближение факторизации (7) для двухчастичной корреляционной функции означает, что α -частица и фрагмент образуются в различные моменты времени, так что вероятности образования α -частицы и фрагмента не зависят друг от друга. Резкая направленность вперед функции угловой корреляции и независимость энергии α -частицы от заряда детектируемого фрагмента и угла его вылета говорят о том, что большая часть α -частиц испускается на ранней стадии быстрого прямого процесса. Однако факторизация сечений не противоречит тому, что реакция проходит в две стадии.

На первой стадии из-за механизма прямого выбивания α -частица испускается в направлении первичного пучка. Остаток ядра-снаряда] вместе с ядром-мишенью образуют двойную ядерную систему. Между составляющими этой системы происходит обмен массой, энергией, угловым моментом, и затем система распадается, образуя продукты, характерные для реакции глубоконеупругого столкновения тяжелых ионов. Из-за квазиравновесного характера глубоконеупругой реакции фрагменты не будут сохранять память об энергии и направлении вылета α -частицы, поэтому сечения можно представить в факторизованном виде. Не следует забывать, что и сам процесс глубоконеупругих столкновений является быстрым процессом, особенно в рассматриваемой области $\epsilon_0 \gtrsim 10$ МэВ/нуклон.

Попытка определить относительную важность периферических и центральных соударений для неравновесной эмиссии легких частиц была предпринята в работе Авеса и др. [40], где в совпадении с частицей регистрировались два осколка деления в реакции $^{238}\text{U} + ^{16}\text{O}$ (315 МэВ). Угол разлета осколков характеризует импульс, переданный делящемуся ядру. В случае периферических взаимодействий переданный импульс мал и осколки деления разлетаются под углом, близким к 180° , что позволяет выделить этот класс событий.

Оказалось, что относительные вероятности эмиссии ^1H , ^2H , ^3H и ^4He в центральных и периферических взаимодействиях сравнимы по величине под углом $\theta = 14^\circ$, но вклад периферических соударений резко падает при переходе к углу наблюдения частиц $\theta = 30^\circ$ [40]. Высокоэнергетическая ($E > 40$ МэВ) часть спектра имеет одинаковый наклон для всех типов легких частиц и мало различается для центральных и периферических столкновений ионов.

4. α -*NI*-КОРРЕЛЯЦИИ ВНЕ ПЛОСКОСТИ РЕАКЦИИ. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СПИНА ФРАГМЕНТА

Как уже отмечалось, возбужденное ядро, находящееся в равновесном состоянии и обладающее высоким спином, испускает легкие частицы преимущественно в плоскости, перпендикулярной направлению спина. В случае глубоконеупругих столкновений тяжелых ионов эта плоскость совпадает с плоскостью реакции. Степень анизотропии относительно плоскости реакции характеризует спин фрагмента, его выстроенность* и вклад неравновесных механизмов эмиссии частиц.

В рамках квазиклассической теории Эриксона — Струтинского [1, 34] вероятность для фрагмента с моментом I «испарить» частицу с энергией E под углом Φ относительно I дается соотношением

$$W_{I l}(\Phi) \sim J_0 \left(\hbar^2 \frac{(I+1/2)(l+1/2)}{\mathcal{I}T} \sin \Phi \right), \quad (8)$$

где J_0 — функции Бесселя нулевого порядка; l — орбитальный момент, уносимый частицей; \mathcal{I} и T — момент инерции и температура остаточного ядра соответственно. Как видно из (8), для извлечения I необходимо знать среднее значение уносимого момента $\langle l \rangle$. Альтернативный и более привлекательный способ предложен в работе [41], который основывается на соотношении типа (8), но проинтегрированном по всем l . В приближении резкого обрезания для коэффициентов прохождения следующее соотношение получено для вероятности эмиссии α -частиц:

$$W_I(\Phi) \sim \exp \left(\hbar^2 \frac{\left(I + \frac{1}{2}\right)^2}{2\mathcal{I}T} \frac{\mu_\alpha R^2}{\mu_\alpha R^2 + \mathcal{I}} \sin^2 \Phi \right), \quad (9)$$

где $\mu_\alpha R^2$ — относительный момент инерции α -частицы на ядерной поверхности. Если температуру оценить по наклону экспериментального спектра частиц, а для момента инерции использовать его твердотельное значение, то фиттируя соотношением (9) угловое распределение α -частиц вне плоскости реакции, можно найти спин ядра I [26, 27, 41—43]. Следует заметить, что соотношения (8) и (9) не учитывают степень выстроенности спина (т. е. $P_z = 1$), поэтому найденное с их помощью значение I следует рассматривать как нижний предел действительного значения.

На рис. 12 показана дифференциальная множественность α -частиц, сопровождающих рождение фрагмента ^{12}C в реакции

* Для ядра со спином I выстроенность определяется как $P_z = -1,5 (\langle I_z^2 \rangle / \langle I^2 \rangle - 0,5)$, где I_z — проекция спина на направление, перпендикулярное плоскости реакции.

$^{58}\text{Ni} + ^{16}\text{O} (92\text{МэВ}) \rightarrow ^{12}\text{C} + \alpha + ^{58}\text{Ni}$. В этом случае процесс идет через развал мишенеподобной промежуточной системы $^{62}\text{Zn}^*$ (см. разд. 3), и поэтому данные представлены в системе покоя этого промежуточного ядра, $\Phi_\alpha \rightarrow \Phi_\alpha^R$. Обсуждавшийся выше вклад неравновесного механизма проявляется здесь в асимметрии углового распределения. Полагая $T = 2$ МэВ и подгоняя соотношение (9) к угловому распределению для $\Phi_\alpha^R < 0$, получаем $I = (14,1 + + 1,0) \hbar$ [26]. Это значение находится в прекрасном согласии с результатами определения I по множественности α -квантов [35],

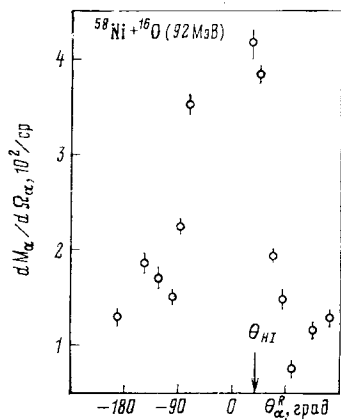
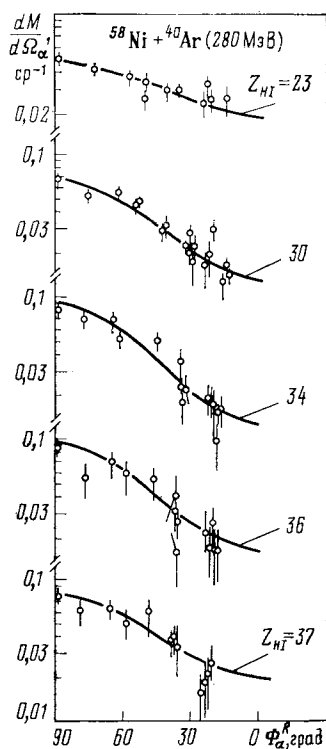


Рис. 12. Угловые корреляции вне плоскости реакции для α -частиц, измеренных в совпадении с ядрами углерода (ср. с рис. 9) [26]

Рис. 13. Угловые корреляции вне плоскости реакции для α -частиц и осколков разного заряда Z_{NI} [27]. Результаты представлены в собственной системе соответствующего ядра-источника. Кривые получены подгонкой к экспериментальным точкам с помощью соотношения (9)



которые мы уже использовали выше при оценке времени испускания α -частиц из анализа функции угловой корреляции в плоскости реакции.

Идеальному случаю, когда в возбужденном фрагменте успевает установиться статистическое равновесие, близко соответству-

ет реакция $^{58}\text{Ni} + ^{40}\text{Ar}$ (280 МэВ) [27]. Как мы видели из предшествующего анализа (см. рис. 7 и 10), в области углов $\theta_\alpha < 60^\circ$ (лабораторная система координат) существенный вклад дает лишь один источник. Поэтому в корреляционные распределения α -частиц, представленные на рис. 13 в системе движущегося фрагмента заряда Z_{HI} , вошел только этот интервал углов. Экспериментальные точки хорошо описываются формулой (9), и аналогично предыдущему случаю можно оценить спин фрагментов. Эти значения представлены на рис. 14. Поскольку в данной реакции происходит полное затухание энергии относительного движения (фрагменты регистрируются под большими отрицательными углами), то оказалось возможным оценить распределение внесенного углового момента между фрагментами в *sticking*-пределе

$$I_1 = \frac{\mathcal{Y}_1 I}{\mathcal{Y}_1 + \mathcal{Y}_2 + \mu R^2}, \quad (10)$$

где $\mathcal{Y}_1, \mathcal{Y}_2$ — моменты инерции отдельных фрагментов, а μR^2 — относительный момент инерции. Если конфигурация двойной ядерной системы соответствует двум жестким касающимся шарикам, т. е. $\mathcal{Y}_i = (2/5) m A_i R_i^2$, то полученные значения (см. рис. 14, штриховая кривая) заметно превышают экспериментальные. Однако если предположить, что касающиеся фрагменты являются эллипсоидами (но успевают релаксировать к сферической форме до испарения частицы), то экспериментальная зависимость $I(Z_{HI})$ воспроизводится очень хорошо. В принципе такой анализ позволяет оценить расстояние между фрагментами в двойной ядерной системе.

Интересно отметить, что предварительные данные по корреляциям фрагментов с протонами, полученные для той же реакции с ионами Ar, указывают на существенно меньшую анизотропию вне плоскости реакции по сравнению с эмиссией α -частиц [27, 43]. Качественно это видно из соотношения (9), поскольку $\mu_p < \mu_\alpha$.

Наконец, можно еще одним способом получить дополнительную информацию о спине высоковозбужденного фрагмента из анализа эмиссии легких частиц [41, 44]. Равновесная статистическая теория предсказывает существенное усиление выхода α -частиц

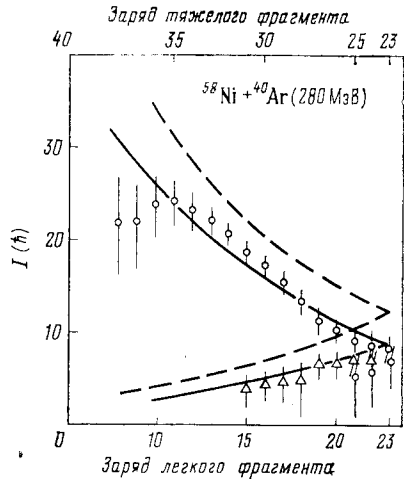


Рис. 14. Зависимость внутреннего спина осколка от его заряда [27].

Кривые оценены теоретически на основе гипотезы о полном слипании ядер и в предположении о сферической (штриховая кривая) или эллипсоидальной (сплошная кривая) форме осколков

по сравнению с нуклонами по мере увеличения спина ядерной системы, особенно с приближением его значения к предельному [45, 46]. Таким образом, измерение отношения множественностей можно использовать как способ определения спина компаунд-системы. Измеренные в плоскости реакции и вне ее дифференциальные множественности протонов и α -частиц, сопровождающих данный фрагмент, позволяют найти M_α и M_p для каждого Z_{HI} . Такие измерения выполнены, в частности, в работе Бабинэ и др. [27] для реакции $^{58}\text{Ni} + ^{40}\text{Ar}$ (280 МэВ).

Для асимметричного расщепления тяжелый осколок с $Z_{HI} = 36$ очень близок к ядру ^{76}Br , для которого зависимость M_α/M_p от углового момента хорошо изучена экспериментально в реакциях образования одного и того же составного ядра в различных ядерных комбинациях [15, 18, 47]. В эксперименте с аргоном для $Z_{HI} = 35$ получено $M_\alpha = 0,44$ и $M_p = 0,9$, что дает $M_\alpha/M_p \approx 0,5$. Это приводит к значению $I \approx 30 \hbar$, что вполне совместимо со значением $I \approx 24 \hbar$, полученным для $Z_{HI} = 35$ из рассмотренных угловых корреляций (см. рис. 14).

Следует подчеркнуть, что отношение множественностей M_α/M_p зависит лишь от величины спина, но не от его выстроенности P_Z . Если различие в полученных значениях I обусловлено только этим фактом, то $P_Z = 0,8$. Это согласуется с результатом анализа реакции $^{93}\text{Nb} + ^{40}\text{Ar}$ (400 МэВ), выполненного с учетом возможного отсутствия полной выстроенности спина фрагментов, из которого получено $\langle I \rangle = (30 \pm 2) \hbar$ и $P_Z = 0,8 \pm 0,15$ [43]. Итак, комбинация методов, основанных на измерении относительной множественности M_α/M_p и угловых корреляций вне плоскости реакции, может явиться тестом на степень выстроенности спина возбужденного фрагмента.

Интересно отметить, что для этой же реакции была независимо измерена множественность γ -квантов и оценена зависимость суммарного спина двух фрагментов от заряда одного из них [35]. Из сопоставления этой зависимости с результатами, полученными из корреляционных измерений (см. рис. 14), видно, что последние систематически на $(8-12) \hbar$ выше. Это, по-видимому, указывает на ограниченность применения простых оценок, основанных на множественности γ -квантов, к сравнительно легким ядерным системам.

В таких системах довольно высока вероятность эмиссии легких частиц, которые уносят заметную долю углового момента до того, как наступит γ -каскад. Угловой момент, уносимый легкими частицами, нельзя оценить очень точно, если измеряется лишь множественность γ -квантов. Обнаруженное для системы $^{58}\text{Ni} + ^{40}\text{Ar}$ различие в $(8-12) \hbar$ для спина I , полученное указанными методами, совместимо с наблюдаемыми множественностями M_α и M_p .

5. α - γ -КОРРЕЛЯЦИИ. ПРЕДЕЛЬНЫЙ ПРОЦЕСС СЛИЯНИЯ ЯДЕР

Эмиссия быстрых направленных вперед α -частиц в реакции с тяжелыми ионами наблюдается на большом фоне испарительных частиц. Важный шаг в понимании механизма образования быстрых α -частиц был сделан в работах японской группы [48—50], где неравновесная компонента была выделена при регистрации α -частиц в совпадении с γ -квантами остаточного ядра. Это позволяет выяснить вопрос о том, какие ядерные состояния при этом заселяются и каким параметрам удара соответствует данный канал реакции.

На рис. 15 показаны интенсивности $E2$ -каскадных переходов γ -квантов из различных ядер, образованных в реакции $^{159}\text{Tb} + ^{14}\text{N}$ (95 МэВ) с вылетом быстрой ($E_\alpha > 35$ МэВ) частицы под углом $\theta_\alpha = 0^\circ$. Там же для сравнения приведены результаты для случая испарительной α -частицы, что соответствует регистрации α -частиц под углом $\theta_\alpha = 180^\circ$. Как показал анализ γ -спектров [48], наиболее сильные переходы в совпадении с быстрой α -частицей наблюдаются для канала $^{159}\text{Tb} (^{14}\text{N}, \alpha 3n) ^{166}\text{Yb}$, т. е. после срыва быстрой α -частицы остаток первичного иона захватывается ядром-мишенью, а затем внесенное возбуждение снимается эмиссией трех нейтронов. Другими словами, образование неравновесной α -частицы сопровождается явлением частичного, или неполного, слияния ядер. Как видно из рис. 15, интенсивности каскадных переходов для ядра ^{166}Yb одинаковы вплоть до $10^+ \rightarrow 8^+$ переходов, а затем сильно уменьшаются. Такая же тенденция наблюдается для остаточного ядра ^{165}Yb . Но для остаточных ядер, ассоциируемых с образованием компаунд-системы, интенсивность каскадных γ -квантов экспоненциально спадает с ростом I , подтверждая

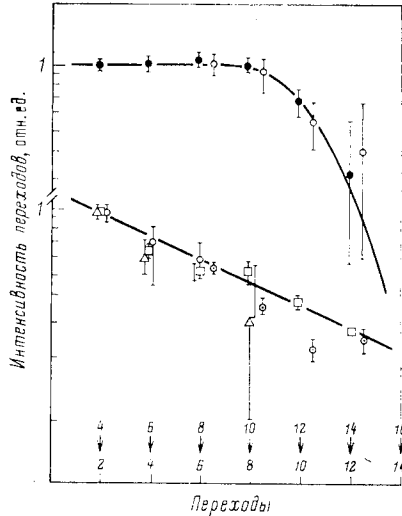


Рис. 15. Интенсивность γ -переходов в продуктах реакции $^{159}\text{Tb} + ^{14}\text{N}$ (95 МэВ) [48].

Верхняя кривая получена в совпадении с быстрыми ($E_\alpha > 25$ МэВ) α -частицами (● — ^{166}Yb , ○ — ^{165}Yb). Нижняя кривая относится к эмиссии α -частиц, сопровождающих образование компаунд-ядра (□ — ^{168}Hf , ○ — ^{166}Yb , ⊙ — ^{165}Yb , △ — ^{164}Yb). Нижняя кривая проведена через экспериментальные точки, расчет верхней кривой описан в тексте

известные закономерности для γ -эмиссии из компаунд-ядер в этой области массовых чисел.

Отмеченное поведение интенсивностей показывает, что при эмиссии быстрой α -частицы начальное заселение состояний для γ -эмиссии сильно локализовано в области выше $I = 10\hbar$. Ход кривой выхода γ -квантов в совпадении с неравновесной α -частицей можно воспроизвести гауссовым распределением для начального заселения спинов с полушириной $2\hbar$ и средним значением $13\hbar$, если предположить, что происходят четыре статистических дипольных перехода до достижения основного состояния ядра (см. рис. 15, верхняя кривая). Угловой момент, уносимый α -частицей, можно оценить квазиклассически:

$$l_\alpha = \frac{R}{\hbar} \sqrt{2\mu_\alpha (E_\alpha - V_\alpha)}. \quad (11)$$

Здесь V_α — потенциальный барьер α -частицы на расстоянии R . Для средней энергии $\langle E_\alpha \rangle \approx 40$ МэВ получаем $l_\alpha \approx 21 \hbar$. Учитывая, что три нейтрона уносят примерно $6 \hbar$, находим среднее значение $\langle I \rangle = 40 \hbar$ для заселения ирраст-полосы во входном канале реакции $^{159}\text{Tb} (^{14}\text{N}, \alpha 3n) ^{166}\text{Yb}$ [48]. Критическое значение углового момента, оцененное по сечению образования компаунд-ядра, $l_{\text{cr}} = 37\hbar$. Таким образом, эмиссия быстрых α -частиц, которая сопровождается передачей мишени массивного фрагмента (в данном случае десяти нуклонов), соответствует периферическому процессу, локализованному в узкой области угловых моментов вблизи критического значения, отвечающего полному слиянию ионов.

Последующий более тщательный анализ этой реакции, включающий измерение числа γ -квантов, M_γ , выявил интересную корреляцию между M_γ и энергией быстрой α -частицы [48]. Для $E_\alpha > 20$ МэВ (в системе центра масс сталкивающихся ионов) множественность γ -квантов падает с ростом энергии α -частицы, и эту связь для канала $^{159}\text{Tb} (^{14}\text{N}, \alpha 3n) ^{166}\text{Yb}$ можно аппроксимировать соотношением

$$M_\gamma = -(0,77 \pm 0,22) l_\alpha + (27,2 \pm 4,2), \quad (12)$$

где l_α определено выражением (11). Интересно, что для $E_\alpha < 20$ МэВ и для каналов, идущих через образование компаунд-ядра (например, $^{159}\text{Tb} (^{14}\text{N}, \alpha 5n) ^{164}\text{Yb}$), M_γ не зависит от E_α или l_α . Это согласуется с результатами исследования M_γ при распаде компаунд-ядра через каналы $(HI, \alpha xn)$ с большим числом нейтронов [51], и, следовательно, отсутствие корреляции между M_γ и l_α может служить характерным признаком испарительного механизма образования α -частиц.

На основе соотношения (12) для ^{166}Yb при $E_\alpha > 30$ МэВ можно получить уточненное значение $\langle I \rangle = (17,2 \pm 1,3) \hbar$ [49], кото-

рое, как видно, на четыре единицы меньше оценки $\langle I \rangle$ по заселению ираст-полосы. Разница объясняется тем, что в [48] все переходы вдоль ираст-полосы считались дипольными статистическими*.

Аналогичные исследования, подтверждающие выводы о механизме неполного слияния ядер в реакциях с эмиссией быстрой α -частицы, были выполнены с бомбардирующими ионами от ${}^6\text{Li}$ до ${}^{20}\text{Ne}$ [22, 52]. Было показано также, что при $\epsilon_0 \approx 10$ МэВ/нуклон механизм массивной передачи реализуется даже в том случае, когда быстрой частицей, регистрируемой в совпадении с γ -квантами, является протон, дейтон или ядро трития [50]. Подобно случаю с α -частицей при передаче ядру-мишени массивного фрагмента в составной системе заселяются состояния со спином $(14-20) \hbar$, что соответствует локализации этих реакций во входном канале вблизи критического углового момента. Интересно отметить, что число быстрых дейтонов и ядер трития сильно увеличивается по отношению к протонам при переходе к малым углам [50]. Такое поведение находится в качественном согласии с представлением, что источником этих частиц являются процессы диссоциации, развала налетающего иона.

Дальнейшее развитие подход α - γ -корреляций получил в работах Вильчинского и др. [53, 54]. Их существенным достижением явилось определение абсолютных сечений для реакции передачи массивного фрагмента, что в сочетании с инклюзивными измерениями эмиссии α -частиц позволяет сделать полный анализ каналов, дающих вклад в выход α -частиц. Было показано, что при столкновении ионов ${}^{12}\text{C}$ с ядрами ${}^{160}\text{Gd}$ в широкой области бомбардирующих энергий $\epsilon_0 = 7,5 \div 16,7$ МэВ/нуклон главными каналами неполного слияния являются ${}^{12}\text{C}$, α и ${}^{12}\text{C}$, 2α , т. е. передача ядер ${}^8\text{Be}$ и ${}^4\text{He}$ соответственно. Испущенные в этих каналах α -частицы имеют скорость порядка скорости первичного пучка, а их угловое распределение сильно коллимировано вперед. Эти черты напоминают процесс дейтонного срыва (d , p).

Выход быстрых α -частиц из реакции неполного слияния ядер объясняет 0,2—0,4 (в зависимости от ϵ_0) сечения инклюзивного рождения. Оставшуюся часть инклюзивного сечения авторы [53, 54] приписывают развалу углерода на три α -частицы без существенного возбуждения ядра-мишени. При больших энергиях этот канал развала становится доминирующим.

В случае реакции ${}^{159}\text{Tb} + {}^{14}\text{N}$ измерены γ - α - и α - HI -совпадения [37], что позволяет более детально рассмотреть различные конкурирующие механизмы образования α -частиц. Как видно из результатов, представленных в табл. 1, при $\epsilon_0 = 10$ МэВ/нуклон три! механизма — последовательный распад снарядоподобного

* В примечании к [49] отмечено, что и полуширина должна быть увеличена до $(6,6 \pm 1,1) \hbar$.

фрагмента, некоррелированный развал, определяемый условием (7), и неполное слияние ионов — дают сравнимые вклады, исчерпывая 70 ÷ 80% инклюзивного сечения.

Таблица 1

$$\text{Интегральные сечения } \sigma(\alpha, HI) = \int \frac{d^2\sigma}{d\Omega_\alpha d\Omega_{HI}} d\Omega_\alpha,$$

мб/ср, для различных каналов образования α -частиц в совпадении с указанными фрагментами, детектируемыми под углом $\theta_{HI} = 20^\circ$ в реакции $^{159}\text{Tb} + ^{14}\text{N}$ (140 МэВ) [37]

Процесс	6–8Li	7, 9, ^{10}Be	10–12B
Некоррелированный развал согласно (7)	8,7±2,1	8,5±2,0	27±6
Последовательный распад иона снаряда	6,5±1,6	3,6±0,9	11±3
Неполное слияние	< 9	11,0±2,0	23±5
Инклюзивное сечение	28,3±1,5	27,4±1,3	87±5

Таким образом, исследования корреляций быстрых частиц с γ -квантами, испущенными остаточным ядром, позволяют получить новую информацию о динамике процесса слияния, указывая на возможное рассмотрение слияния ядер как предельного процесса передачи массивного фрагмента.

6. СКОЛЬКО ЖЕ ИМЕЕТСЯ ИСТОЧНИКОВ ЭМИССИИ α -ЧАСТИЦ? (ЕЩЕ РАЗ ОБ α -HI-КОРРЕЛЯЦИЯХ)

Если оглянуться на проведенное обсуждение корреляционных характеристик эмиссии легких частиц, может показаться, что имеющаяся информация несколько противоречива. Действительно, одни эксперименты указывают на испускание α -частиц фрагментом ядра-снаряда, другие — из распада мишенеподобной системы, из одних работ следует локализация неравновесного процесса вблизи l_{cr} , из других — вблизи орбитального момента грейзинг-столкновения и т. п. Чтобы снять это ощущение противоречивости, обратимся вновь к инвариантному сечению в v_{\parallel} , v_{\perp} -представлении для образования α -частиц в совпадении с ядерным фрагментом.

Высокопрецизионные измерения α -HI-корреляций были выполнены в работе Хо и др. [55] для реакции $\text{Ti} + ^{16}\text{O}$ (310 МэВ) в широком диапазоне углов фрагмента и α -частицы в плоскости

реакции и вне ее. Это позволило интерполировать значения $d^4\sigma/d\Omega_\alpha dE_\alpha d\Omega_{HI} dE_{HI}$ для всех промежуточных углов. Все события были разделены на три группы: реакция слияния, глубоконеупругие передачи и квазиупругие взаимодействия. Первая груп-

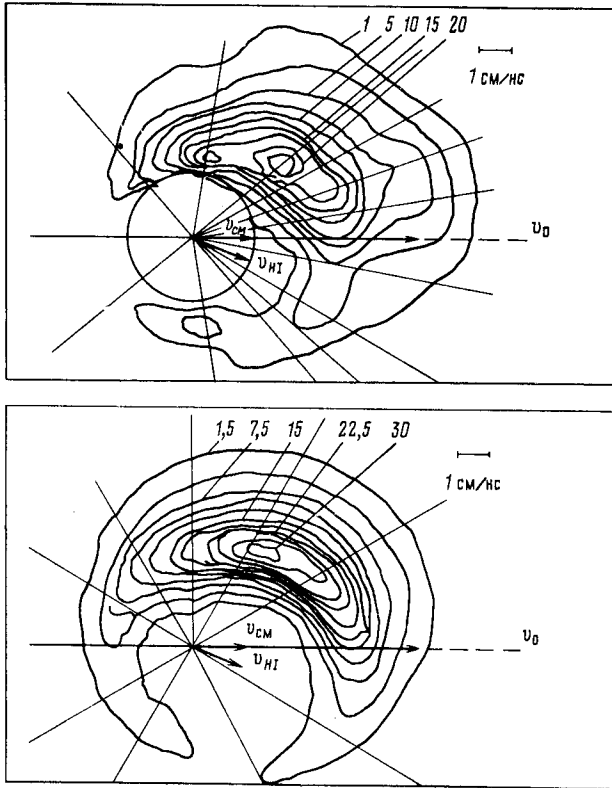


Рис. 16. Контурные диаграммы инвариантного сечения $d^3\sigma/dv_\alpha^3$ в зависимости от скорости α -частиц, измеренных в совпадении с тяжелым ($Z_{HI} \geq 16$) осколком в реакции $^{48}\text{Ti} + ^{16}\text{O}$ (310 МэВ).

Для получения сечений цифры на контуре надо умножить на $2 \text{ мб}/(\text{см}/\text{нс})^3$. Указаны векторы скорости первичного пучка v_0 , системы центра масс $v_{\text{см}}$ и детектируемого фрагмента v_{HI} ($\theta_{HI} = +20^\circ$). Верхний рисунок — результаты эксперимента [55] (окружность ограничивает недетектируемую область), нижний — результаты испарительного расчета испарения частиц из команд-ядра $^{84}\text{Zr}^*$

па идентифицировалась по фрагментам с $Z_{HI} \geq 16$; в зависимости от значения Q события с $Z_{HI} \leq 15$ относились ко второй или третьей группе.

На рис. 16 приведена диаграмма $d^3\sigma/dv_\alpha^3$ в пространстве скорости α -частицы (лабораторная система координат), детектируемой

в совпадении с продуктом слияния ядер; там же показаны распределения для α -частиц, рассчитанные в предположении последовательного испарения из компаунд-ядра $^{62}\text{Zn}^*$. Из сопоставления этих распределений видно, что испаряются в основном α -частицы из компаунд-ядра, что приводит в ν -плоскости к гребню в $d^3\sigma/dv_\alpha^3$, расположенному вдоль окружности, центр которой лежит между скоростью системы центра масс ($v_{\text{см}}$) и скоростью детектируемого ядра-остатка (v_{HI}). Из кинематического ограничения, связанного с требованием, чтобы фрагмент детектировался под определенным углом, основной выход α -частиц сосредоточен по другую сторону от направления первичного пучка. Однако внимательное рассмотрение показывает, что с большой вероятностью вперед летят α -частицы со скоростями, близкими к v_0 . Средние множественности этих быстрых α -частиц составляют $1,1 \pm 0,2$ и $0,4 \pm 0,1$, когда фрагмент регистрируется под углами $\theta_{HI} = 20$ и 40° [55]. Поскольку детектируется энергичный тяжелый ($Z_{HI} \geq 16$) фрагмент, то быстрые α -частицы не могут быть результатом процесса простой фрагментации первичного иона ^{16}O , и значительная доля таких α -частиц обусловлена обсуждавшимся в разд. 5 процессом неполного слияния ядер.

Инвариантные сечения (3) для группы квазиупругих и глубоконеупругих столкновений с эмиссией α -частиц в совпадении с фрагментом ^{12}C показаны на рис. 17. В случае квазиупругих реакций четко прослеживаются продукты фрагментации первичного иона: в ν -плоскости имеется подъем сечения в области, ограниченной окружностью с центром около средней скорости детектируемого иона ^{12}C (v_{HI}). Вблизи $\theta_\alpha = 10^\circ$ наблюдается большой выход α -частиц от развала $^{16}\text{O} \rightarrow ^{12}\text{C} + \alpha$. Другие гребни, имеющиеся на диаграмме, возникают от распада мишенеподобных фрагментов: гребни расположены по окружности с центром около средней скорости сопряженного фрагмента (v_R). Если бы спин этого фрагмента отдачи был выстроен строго перпендикулярно плоскости реакции, то мы должны были бы наблюдать концентрические окружности. Но это не так и даже наоборот: наблюдается усиление в направлении скорости мишенеподобного фрагмента. Эти черты не могут быть объяснены изотропным распределением спина в плоскости, перпендикулярной движению фрагмента, так как соответствующего усиления в обратном направлении на диаграмме не видно. Таким образом, неравновесные процессы присутствуют также в эмиссии из мишенеподобных фрагментов.

Диаграмма для глубоконеупругих столкновений, как следует из рис. 17, в одной главной черте идентична рассмотренным выше: и здесь имеются α -частицы со скоростями, близкими к начальной v_0 . Для этой компоненты $M_\alpha = 0,4$, если совпадения α -частиц с фрагментом ^{12}C регистрируются под углом $\theta_{HI} = 20^\circ$ [55]. Поскольку в реакции $\text{Ti} + ^{16}\text{O}$ (310 МэВ) эта быстрая компонента

с большой вероятностью наблюдается во всех трех группах событий, то она, по-видимому, образуется на ранней стадии взаимодействия, что согласуется с выводами разд. 3 и 4. На диаграмме $d^3\sigma/dv_\alpha^3$ для реакции глубоконеупругих передач видны еще два максимума по разные стороны от направления первичного пучка,

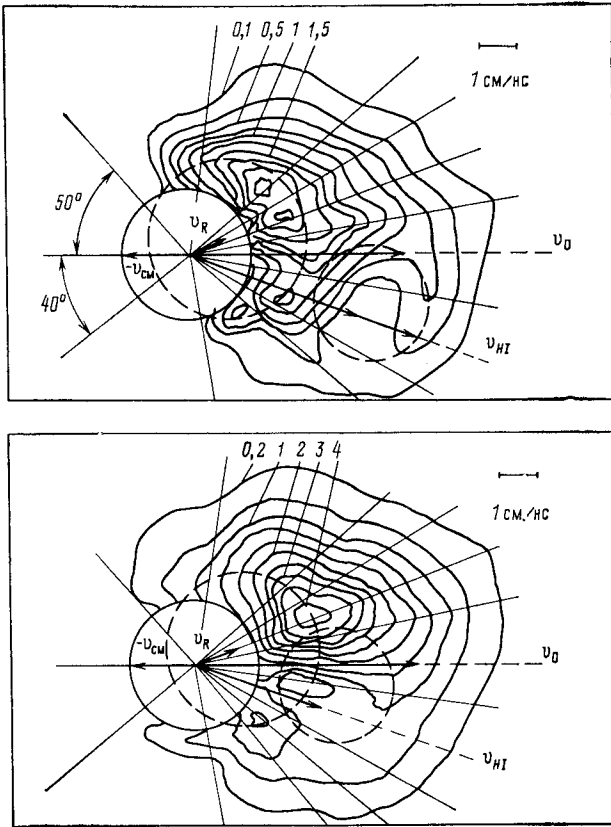


Рис. 17. Контурная диаграмма инвариантного сечения для корреляций α -частицы с ядром углерода в реакции $^{48}\text{Ti} + ^{16}\text{O}$ (310 МэВ) [55].

Верхний рисунок соответствует квазиупругому процессу образования ионов углерода ($Q_s > -170$ МэВ), нижний — глубоконеупругой реакции ($-170 \geq Q_s \geq -230$ МэВ). Штриховые окружности указывают на область вероятной эмиссии из снарядоподобного и мишенеподобного фрагментов

разделенные минимумом, положение которого близко к направлению детектируемого иона ^{12}C . Происхождение этой структуры, вероятно, связано с перекрытием областей v -плоскости, отвечающих распаду мишенеподобного и снарядоподобного фрагментов (см. рис. 17, штриховые окружности). При квазиупругом рассеянии эти области не перекрывались. Дополнительный анализ, ос-

нованный на моделировании статистического распада обоих фрагментов, показал, что значительная часть сечения в максимуме, расположенном по другую сторону от оси пучка по сравнению с детектируемым фрагментом, не может быть объяснена лишь равновесными процессами [55].

Отмеченные источники α -частиц в реакции глубоконеупругого столкновения $Ti + {}^{16}O$ (310 МэВ) более отчетливо прослежи-

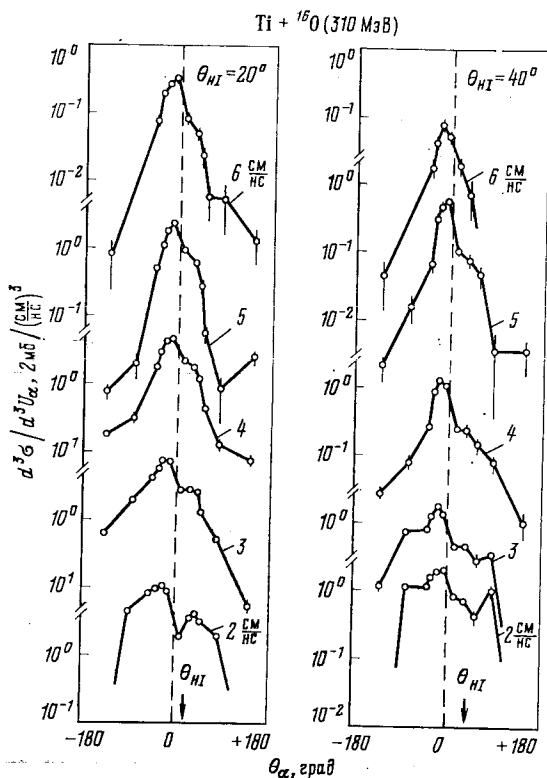


Рис. 18. Дифференциальные угловые корреляции в плоскости реакции для α -частиц в совпадении с продуктами реакции глубоконеупругого взаимодействия [55].

Детектировались фрагменты с $4 \leq Z_{HI} \leq 10$ под углами $\theta_{HI} = 20$ и 40° . Кривые отличаются скоростью α -частицы

ваются через функцию угловой корреляции α -частиц. При больших скоростях α -частиц, как видно из рис. 18, функция угловой корреляции имеет узкий пик вблизи $\theta_\alpha = -10^\circ$. С уменьшением скорости α -частиц корреляционная функция уширяется, и в ней появляется подструктура. В частности, при $v_\alpha \approx 1,5 \div 2,5$ см/мс

(или $E_\alpha = 4,7 \div 12,9$ МэВ) в системе центра масс наблюдаются два пика, которые разделены минимумом, расположенным вблизи направления детектируемого снарядоподобного фрагмента. Это, конечно, тот самый минимум, который мы обсуждали в ν -представлении инвариантных сечений*. Эффект маскируется, если не дифференцировать α -частицы по скоростям.

Резюмируя, следует отметить, что имеется, по-видимому, два типа процессов, приводящих к неравновесной эмиссии α -частиц. Первый отвечает образованию наиболее энергичной компоненты в реакциях квазиупругого рассеяния и глубококонепругих столкновений. Проявление этой компоненты также и в реакции неполного слияния ядер указывает на то, что данный процесс характеризует самую раннюю стадию взаимодействия ионов. Второй тип неравновесных процессов является более медленным и связан с эмиссией менее энергичных α -частиц. Сюда можно отнести испускание частиц в ходе эволюции системы к равновесному состоянию или распад еще не полностью ускоренных ядерных фрагментов. Соотношение между различными неравновесными процессами зависит от комбинации сталкивающихся ионов, их относительной энергии, а также от экспериментальных условий наблюдения, выделяющих тот или иной канал реакции.

7. n - NI -КОРРЕЛЯЦИИ. ДИССИПАЦИЯ КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ В ГЛУБОКОНЕУПРУГИХ СТОЛКНОВЕНИЯХ

При распаде ядер из равновесного состояния эмиссия нейтронов является доминирующим каналом. Измерение энергетического спектра и числа нейтронов дает сведения об энергии возбуждения ядра. Исследование n - NI -корреляций сыграло важную роль в изучении процесса диссипации энергии в глубококонепругих столкновениях тяжелых ионов, ключевой проблемой которого является вопрос о том, достигается ли статистическое равновесие за сравнительно короткое время существования двойной ядерной системы.

На рис. 19 показана дифференциальная множественность нейтронов в совпадении с различными фрагментами для реакции $^{165}\text{No} + ^{56}\text{Fe}$ (476 МэВ) [56]. Область фрагментов с $10 \leq Z_{NI} \leq 29$ относится к реакции глубококонепругих передач, продукты с $30 \leq Z_{NI} \leq 55$ являются в основном осколками деления составного ядра ^{221}Np . Видно, что выход нейтронов имеет четкий пик вблизи угла, отвечающего распаду снарядоподобного фрагмента. Результаты статистического расчета хорошо объясняют поведение углово-

* Подобная структура корреляционных функций, но в других перенесенных, отмечалась также в реакции $^{197}\text{Au} + ^{16}\text{O}$ (310 МэВ) [36].

го распределения α -частиц как суперпозиции двух распределений, соответствующих выходу испарительных нейтронов из тяжелого и легкого осколков, полностью ускоренных их взаимным кулоновским полем.

Анализ энергетических распределений нейтронов, измеренных до $E_n \approx 20$ МэВ, где спектр спадает уже на три порядка по сравнению со значением для наиболее вероятной энергии нейтрона, дал значение температуры $T \approx 2$ МэВ при всех углах наблюдения, причем температуры для тяжелого и легкого осколков оказались одинаковыми. Сравнивая превышения экспериментальных спектров над рассчитанными, можно оценить вклад неравновесной эмиссии нейтронов, который не превышает 5 % [56].

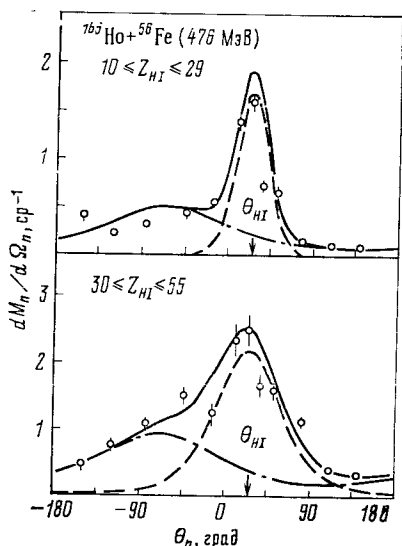


Рис. 19. Дифференциальные множественности угловой корреляции нейтронов с продуктами глубоконеупругих столкновений ($10 \leq Z_{HI} \leq 29$) и с осколками деления ($30 \leq Z_{HI} \leq 55$) [56].

Детектор тяжелых ионов был расположен под углом $\theta_{HI} = 23^\circ$. Штриховая и штрихпунктирная кривые — результаты расчета испарения из легкого и тяжелого фрагментов соответственно, сплошная кривая — сумма этих двух компонент

В соответствии с концепцией ядерного трения потери энергии ΔE ядерным фрагментом в реакции глубоконеупругих передач можно сопоставить определенному времени взаимодействия ионов [6]. Поэтому, анализируя зависимость температуры осколков от ΔE , можно получить представление о времени диссипации кинетической энергии на внутренние степени свободы. В работе Хильшера и др. [56] показано, что при потере энергии $\Delta E \approx 100$ МэВ, что соответствует

времени около $5 \cdot 10^{-22}$ с, фрагменты имеют равные температуры, значение их согласуется со значением, полученным из статистической равновесной оценки. Другими словами, полное равновесие по энергии возбуждения достигается в данной реакции глубоконеупругого столкновения уже за время порядка $5 \cdot 10^{-22}$ с.

В работе Хильшера и др. [56] не было обнаружено существенных отклонений от результатов расчетов для полного выхода испарительных нейтронов из индивидуальных фрагментов. Аналогичные заключения об отсутствии эффектов неравновесной эмиссии

нейтронов были сделаны также при исследовании различными методами реакций $^{53}\text{Cr} + ^{12}\text{C}$ (53 МэВ) [57], $^{197}\text{Au} + ^{63}\text{Cu}$ (365 и 400 МэВ) [29, 58], $^{166}\text{Er} + ^{86}\text{Kr}$ (602 МэВ) [59], $^{197}\text{Au} + ^{132}\text{Xe}$ (990 МэВ) [60]. Следует заметить, однако, что во всех этих комбинациях превышение над кулоновской энергией во входном канале $\epsilon' < < 4$ МэВ/нуклон, и в соответствии с результатами, представленными на рис. 5, нельзя ожидать большого выхода неравновесных нейтронов. Кроме того, если даже и существует неравновесная компонента, она должна быть идентифицирована на большом фоне испарительных нейтронов. Например, в рассмотренном случае $^{165}\text{Ho} + ^{56}\text{Fe}$ (476 МэВ) средняя множественность составляет $M_n = 7,7 \pm 0,8$ для $10 \leq Z_{HI} \leq 29$ и $M_n = 11,4 \pm 1,1$ для $30 \leq Z_{HI} \leq 55$ [56].

Первые указания на наличие неравновесной нейтронной компоненты были получены в корреляционных экспериментах с γ -квантами [51, 61]. При регистрации характеристического γ -излучения фиксировалось остаточное ядро в реакции $^{158}\text{Gd} (^{12}\text{C}, xn)^{170-x}\text{Yb}$, а одновременное измерение множественности γ -квантов [61] и нейтронов [51] позволяло проследить изменение этих характеристик в зависимости от канала реакции. Поскольку наблюдались лишь каналы с числом нейтронов $x = 7 \div 11$, то фактически исследовался распад составного ядра. Обнаруженное изменение характера зависимости средней множественности γ -квантов $\langle M_\gamma \rangle$ и жесткости нейтронных спектров от x служит указанием на наличие предравновесной эмиссии нейтронов. Вклад предравновесной компоненты в энергетический спектр растет с E_0 , максимален ($\sim 16\%$) при $x = 7$ и практически отсутствует при $x = 9^*$. Интересно, что предравновесные эффекты выражены значительно слабее в реакции $^{20}\text{Ne} + ^{150}\text{Nd}$, приводящей к тому же составному ядру. Это подтверждает отмеченный выше факт, что полный выход неравновесных процессов коррелирует с параметром ϵ' а не E_0 .

Лишь совсем недавно удалось наблюдать неравновесный нейтронный распад в реакции глубоконеупругих передач с помощью совпадений [62, 63]. Введение дополнительного отбора событий по Q в реакции $^{58,64}\text{Ni} + ^{16}\text{O}$ (96 МэВ) [62] позволило отделить квазиупругое рассеяние от процесса глубоконеупругого столкновения. Корреляционные функции для глубоконеупругой компоненты нейтронов, наблюдаемых в совпадении с различными фрагментами, показаны на рис. 20. Функция угловой корреляции имеет вид широкого колоколообразного распределения с максимумом

* С использованием той же методики исследовалась реакция $^{158}\text{Gd} (^{12}\text{C}, \alpha xn)^{164-x}\text{Er}$. Эффекты предравновесной эмиссии α -частиц наблюдались во всех изученных каналах с $x = 5 \div 10$. Средний вклад предравновесной эмиссии составил $(28 \pm 6)\%$ полного сечения реакции $^{12}\text{C}, \alpha xn$ [51].

под углом, который соответствует направлению движения тяжелого фрагмента. Такое поведение согласуется с предположением, что нейтроны испаряются из полностью ускоренного тяжелого фрагмента. Но под углами, близкими к направлению первичного пучка, наблюдается еще один максимум в $d^2\sigma/d\Omega_n d\Omega_{HI}$, не описываемый равновесной компонентой. Неравновесной компоненте отвечает более жесткий энергетический спектр нейтронов: эффек-

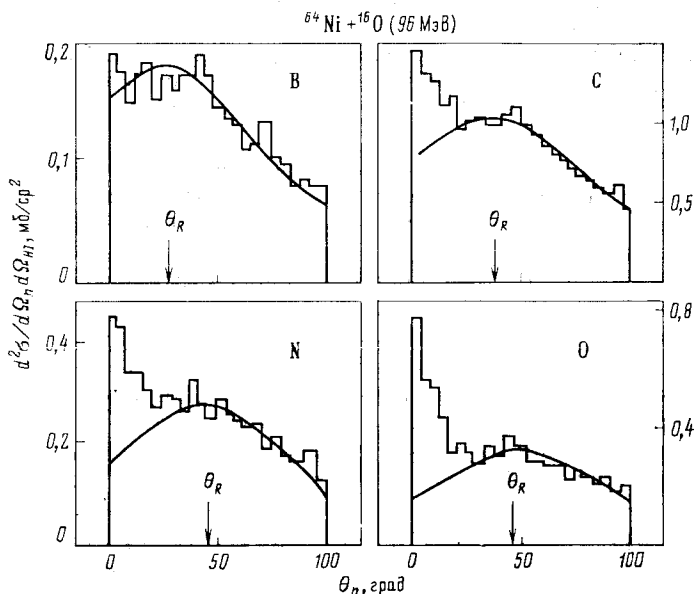


Рис. 20. Угловые распределения нейтронов, полученные в совпадении с различными ионами в реакции $^{64}\text{Ni} + ^{16}\text{O}$ (96 МэВ) [62].

Сплошной кривой показаны результаты расчета испарения из остатка ядра-мишени

тивная нейтронная температура составляет в зависимости от сопровождающего фрагмента 2,3—2,9 МэВ, что заметно больше значения $T \approx 1$ МэВ для равновесной компоненты [62].

Измерение анизотропии углового распределения нейтронов вне плоскости реакции для тяжелого фрагмента дает угловой момент (11—14) \hbar , что находится в хорошем согласии с измерениями для эмиссии заряженных частиц [26].

После вычитания равновесного вклада оставшиеся угловые корреляции спадают экспоненциально с увеличением угла θ_n . Это, казалось бы, указывает на то, что неравновесная компонента обусловлена фрагментацией налетающего иона. Однако нейтрон сильно связан в ядре ^{16}O ($s_n = -15,7$ МэВ). Кроме того, полный выход быстрых нейтронов, полученный интегрированием по всем

углам вылета и всем фрагментам, оказался в 5,6 раза больше для ядра-мишени ^{64}Ni по сравнению с ^{58}Ni при одном и том же первичном ионе ^{16}O . Это указывает на то, что источником быстрых нейтронов является мишенеподобный фрагмент.

Три источника нейтронов обнаружены Гавроном и др. [63] в реакции $^{93}\text{Nb} + ^{16}\text{O}$ (204 МэВ): кроме эмиссии, обусловленной распадом возбужденных ядер-остатков мишени и снаряда (для которых множественности нейтронов соответственно равны $1,0 \pm \pm 0,1$ и $0,15 \pm 0,05$), еще $0,15 \pm 0,05$ нейтронов испускается из источника, движущегося с некоторой промежуточной скоростью.

На примере реакции $\text{Ni} + ^{16}\text{O}$ (96 МэВ) [62] показано, что скорость спада угловой корреляции быстрых нейтронов при глубоконаупругих передачах совпадает с соответствующей величиной для квазиупругого процесса $^A\text{Ni} + ^{16}\text{O} \rightarrow n + ^{16}\text{O} + ^{A-1}\text{Ni}$. Это можно интерпретировать как возможность двухступенчатого механизма, на первой стадии которого слабосвязанный нейтрон выбивается из ядра-мишени быстрым ионом $^{16}\text{O}^*$. Поскольку этот процесс быстрый, то на кинематических характеристиках нейтрона слабо отразится последующая «судьба» фрагмента: рассеется ли фрагмент на ядре-остатке или (при меньших параметрах удара) образует с ним единую систему. Качественно отмеченный экспериментальный факт согласуется со свойством факторизации (6) корреляционной функции, установленным для эмиссии заряженных частиц.

8. ОСОБЕННОСТИ ЭМИССИИ ЧАСТИЦ ПРИ ОБРАЗОВАНИИ ТЯЖЕЛЫХ СОСТАВНЫХ СИСТЕМ

Взаимодействие бомбардирующих ионов с тяжелыми ядрами может привести к образованию ядерной системы с энергией возбуждения в несколько сотен мегаэлектрон-вольт и спином более сотни единиц \hbar . При таких экстремальных условиях менее определенным становится само понятие слияния ядер, а при столкновении ионов с достаточно большими зарядами компаунд-система может вообще не образоваться. С увеличением Z и энергии возбуждения E^* системы все большее значение приобретает делительный канал. Но при определенных условиях наряду с истинным делением (делением из состояния компаунд-ядра) некоторыми характерными свойствами продуктов деления будут обладать также продукты реакции глубоконаупругого столкновения. Этот класс глубоконаупругих реакций часто выделяется специальным названием — квазиделение [6, 7]. К сожалению, эксперименталь-

* При больших энергиях таким процессом может также быть фрагментация бомбардирующего иона.

ные данные по эмиссии легких частиц в реакциях, инициируемых ионами тяжелее аргона, практически отсутствуют. Взаимодействие с ионами аргона можно отнести лишь к пограничной области, где отмеченные эффекты не проявляются еще в полную силу. Тем не менее систематический анализ, выполненный в работах [14, 19, 64], вскрыл интересную специфику столкновений с тяжелыми ядрами.

Общие тенденции инклюзивных спектров α -частиц и протонов, испущенных при бомбардировке ионами ^{40}Ar , согласуются с тем, что наблюдается в реакциях с более легкими ионами (ср. рис. 2—4): четкий максимум в угловом распределении под углом $\theta = 0^\circ$, отвечающий «прямой» компоненте, релаксирует к равновесному спектру с постоянной температурой под углами $\theta \gtrsim 100^\circ$, где угловое распределение изотропно (для ^1H) или имеет небольшой подъем по мере перехода к $\theta = 180^\circ$ (для ^4He) [14, 19]. Предполагая симметрию испарительной компоненты, можно выделить вклад неравновесной эмиссии, а по анизотропии углового распределения определить спин равновесной системы. Однако при этом необходимо убедиться, что рассеяние частиц назад действительно обусловлено лишь равновесным распадом. Как мы видели выше, это можно сделать измерением α - HI - и p - HI -совпадений.

В экспериментах [14, 19, 64] измерялись совпадения заряженных частиц и легких ядер ($Z \leq 6$) с фрагментами $Z_{\text{HI}} \geq 15$. Область осколков с $27 < Z_{\text{HI}} < 70$ ассоциировалась с продуктами деления, но сюда, конечно, могли дать вклад как «истинное» деление, так и канал квазиделения реакции глубоконеупругих столкновений, а также процессы неравновесного деления. Отдельно была выделена группа остаточных ядер, образовавшихся в результате испарения частиц с возможной примесью продуктов неполного слияния ядер (см. разд. 5). Интегралы по соответствующим корреляционным функциям позволяют оценить сечение слияния σ_{fus} и сечение делений σ_f . Отношение $\sigma_f/\sigma_{\text{fus}}$ изменяется от 0,2 для ядра ^{116}Sn до единицы в реакции $^{197}\text{Au} + ^{40}\text{Ar}$. Поэтому сначала проверим, могут ли ^1H и ^4He быть испущены из полностью ускоренных осколков деления.

Как было установлено в разд. 2 (см., например, рис. 7), испарение из движущегося осколка должно приводить к сильной корреляции зависимости энергии и вылет наиболее жестких частиц, причем максимум выхода и вылет наиболее жестких частиц должны наблюдаться в направлении движения осколка. В табл. 2 представлены такие корреляционные данные для реакции $^{197}\text{Au} + ^{40}\text{Ar}$ (340 МэВ) вместе с результатами соответствующих статистических расчетов, точно учитывающих условия эксперимента. Экспериментальные данные показывают монотонное уменьшение средней энергии α -частицы по мере перехода от передних к задним углам, тогда как вычисления предсказывают максимальную энергию

Таблица 2

Средние энергии и сечения эмиссии α -частиц и протонов в совпадении с осколками деления под углом $\theta_{HI} = 60^\circ$ в реакции $^{197}\text{Au} + ^{40}\text{Ar}$ (340 МэВ) [19]. В скобках указаны результаты монте-карловских расчетов для испарения из полностью ускоренных осколков деления

θ , град	$\langle E_\alpha \rangle$, МэВ	$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_\alpha d\Omega_{HI}}$, мб/ср ²	$\langle E_p \rangle$, МэВ	$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_p d\Omega_{HI}}$, мб/ср ²
120	18,0 (23,5)	3,5 (2,4)	10,0 (12,6)	2,9 (1,2)
150	16,6 (17,2)	4,0 (0,9)	7,5 (9,8)	3,0 (0,9)
205	15,3 (17,3)	4,1 (1,0)	11,8 (9,8)	2,3 (1,9)
275	26,5 (34,6)	6,2 (6,5)	11,3 (15,8)	3,1 (3,0)
300	28,3 (37,8)	7,2 (7,2)	11,0 (16,5)	3,3 (3,3)
320	36,5 (38,5)	15,2 (5,6)	13,1 (16,0)	6,6 (3,3)
339	34,6 (30,2)	18,6 (2,0)	14,2 (13,3)	4,8 (2,8)

в направлении движущегося осколка. Вычисленные сечения $d^2\sigma/d\Omega_\alpha d\Omega_{HI}$ достигают наибольших значений в направлении фрагмента, в то время как наблюдаемые на эксперименте сечения α - HI -совпадений непрерывно возрастают с приближением к направлению первичного пучка ионов и не обнаруживают ожидаемого провала в сечении под углом $\theta_\alpha \approx 150^\circ$, связанного с энергетическим порогом регистрации α -частиц [19]. Аналогичные, но слабее выраженные тенденции проявляются в p - HI -корреляциях.

Данные по взаимодействию ионов аргона с ядрами ^{164}Sm и ^{164}Dy также указывают на малую вероятность эмиссии заряженных частиц из осколков деления. В случае ядра-мишени ^{118}Sn испускание α -частиц из возбужденных осколков возможно, но оно определенно не является доминирующим каналом [14].

Отличие от механизма испарения проявляется и при сравнении формы инклюзивных спектров частиц для углов $\theta > 100^\circ$: равновесная статистическая теория предсказывает более широкий энергетический спектр с двугорбой структурой из-за возможности эмиссии из обоих осколков. Отмеченные расхождения говорят о том, что эмиссия частиц произошла до момента полного разделения осколков [14, 19].

Оценки спина осколка $\langle I \rangle$ по анизотропии симметричной части спектров α -частиц и измерению совпадений вне плоскости реакции дают значение $\langle I \rangle \approx (50 \div 80) \hbar$, что составляет примерно 0,7 от I_{cr} . Наблюдаемое отношение $M_\alpha/M_p \approx 0,5 \div 0,9$ близко к тому, что предсказывает статистическая теория для ядерных состояний с большим спином. Отношение вероятности эмиссии частицы к делительной ширине находится в резком противоречии с оценкой по равновесной статистической теории. В частности, для компаунд-ядра ^{237}Bk , образующегося в реакции $^{197}\text{Au} + ^{40}\text{Ar} \rightarrow ^{237}\text{Bk}$, тео-

ретический барьер деления равен примерно 2 МэВ при $I = 0$ и исчезает при спине около $30\hbar$ [65]. Это означает, что эмиссия основной части релаксированной (симметричной) компоненты α -частиц (а возможно, и протонов) предшествует делению на осколки возбужденной составной системы $^{237}\text{Вк}$, которая должна иметь очень короткое время жизни. Другими словами, обмен энергией между частицами должен происходить очень быстро, но даже после такого обмена энергией вероятность распада с эмиссией частиц должна быть велика, чтобы значительное число частиц * успело «испариться» до момента разделения на осколки. Возможно, что этот эффект отражает неучастие делительных каналов в процессе установления статистического равновесия [23, 66]. Другим объяснением могут служить предсказания, сделанные Норенбергом и Риделем в связи с анализом динамических траекторий сталкивающихся ионов [67]. Авторы [67] указали, что при $l \sim 100\hbar$ двойная ядерная система типа $^{197}\text{Au} + ^{40}\text{Ar}$ может попасть в потенциальный «карман» и просуществовать более одного периода вращения, при этом благодаря обмену нуклонами система будет приближаться к состоянию, симметричному по массе фрагментов. За время этой диффузии существует определенная вероятность испустить частицу до развала двойной ядерной системы [67].

Что можно сказать о частицах, испущенных из возбужденных фрагментов, образованных в реакции глубоконеупругих столкновений? Испарение из быстро движущегося снарядоподобного фрагмента может оказаться включенным в прямую компоненту. По кинематическим условиям экспериментов [14, 19, 64] частицы, испаренные из медленно движущегося мишенеподобного фрагмента, можно приписать испарительной компоненте. Обсуждая близкую реакцию $^{197}\text{Au} + ^{32}\text{S}$ (373 МэВ) в разд. 2, мы установили, что источником эмиссии быстрых ($E_\alpha > 25$ МэВ) α -частиц действительно является снарядоподобный фрагмент. Однако интегральное сечение образования α -частиц составило менее 5% инклюзивного сечения [21, 42]. Эмиссию из мишенеподобной системы можно исключить при малых энергиях ($E_0 = 222$ и 274 МэВ), поскольку ожидаемое возбуждение мишенеподобной системы мало. При энергии $E_0 = 340$ МэВ для реакций на ядрах ^{154}Sm , ^{164}Dy и ^{197}Au эксперимент показывает, что основная часть испущенных частиц коррелирует с продуктами деления. В частности, для $^{197}\text{Au} + ^{40}\text{Ar}$ (340 МэВ) она составляет 90%, оставляя лишь 10% на реакции глубоконеупругих передач. Для реакций на более легких мишенях (например, $^{116}\text{Sn} + ^{40}\text{Ar}$) вполне вероятны самые разные источники испарительных частиц: возбужденные остаточные ядра, мишенеподобные фрагменты, составная система.

* Например, для реакции $^{197}\text{Au} + ^{40}\text{Ar}$ (340 МэВ) в среднем испускаются протон и α -частица на каждые три случая деления [19].

Анализ неравновесных частиц, получаемых вычитанием симметрично отраженного распределения частиц в задней полусфере, обнаруживает две компоненты. Прежде всего, это жесткая компонента с температурой $T = 3 \div 7$ МэВ, сильно коллимированная вблизи угла $\theta = 0^\circ$. Из полуплоскости этого распределения можно оценить время эмиссии [см. (6)], которое оказывается очень малым $(5 \pm 3) \cdot 10^{-22}$ с [14]. Появление этих частиц, по-видимому, обусловлено процессами типа неполного слияния, которые мы обсуждали выше. Более неожиданным является то, что среди коллимированных вперед α -частиц имеется компонента с наиболее вероятной энергией вблизи кулоновского барьера. Эта низкоэнергетическая компонента отражает наличие значительного перемешивания по энергии даже среди частиц, испускаемых вперед [14, 19].

Интересная гипотеза об усилении канала с эмиссией α -частиц выдвинута В. В. Волковым и др. на основе анализа реакций $^{107, 109}\text{Ag} + ^{40}\text{Ar}$ (285 МэВ) и $^{197}\text{Au} + ^{40}\text{Ar}$ (290 МэВ) [16]. Наблюдаемое подобие свойств α -частиц и продуктов реакции глубоконеупругих передач (форма инклюзивных энергетических и угловых распределений, подчинение Q_{gg} -систематике, свидетельствующее о реализации частичного статистического равновесия) позволило авторам работы [16] предположить, что с большой вероятностью α -частицы могут образовываться в результате предельно глубоконеупругих столкновений, когда в ходе эволюции двойной ядерной системы налетающий ион передает ядру-мишени все нуклоны за исключением четырех, формирующих детектируемую α -частицу. Чрезвычайная стабильность α -частицы проявляется в глубоком минимуме потенциальной энергии взаимодействия ионов, что и обуславливает усиление выхода α -частиц. Но для полного проявления оболочечных эффектов необходимо, чтобы время взаимодействия ионов было достаточно большим. Более четкая идентификация вклада такого механизма образования α -частиц требует постановки эксклюзивных экспериментов.

Свойства тяжелых ядерных систем можно резюмировать, рассматривая зависимость сечения различных процессов от энергии возбуждения E^* и заряда составной системы Z_{CN} [14, 19]. Как видно из рис. 21, сечение слияния σ_{fus} слабо чувствительно к величине Z_{CN} в рассматриваемой области $E^* \approx 100 \div 200$ МэВ. Наоборот, сечение, соответствующее выходу испарительных продуктов, σ_{ER} , уменьшается более чем в десять раз при переходе от $Z_{CN} = 68$ к 84 и еще сильнее — при дальнейшем увеличении заряда системы до $Z_{CN} = 97$. Это уменьшение σ_{ER} вызвано значительным понижением барьера деления, что приводит к существенному увеличению числа доступных делительных каналов. Если быстрые частицы, как мы ожидаем, испускаются до установления статистического равновесия, то число открытых каналов деления не должно влиять на выход частиц. Действительно, сече-

ние прямой компоненты σ_{DI} слабо зависит от Z_{CN} , составляя примерно 100 мб при $E^* \approx 100$ МэВ и возрастая до 150—500 мб при $E^* = 190$ МэВ. С этими значениями согласуются результаты работы [16], где для реакций $^{107, 109}\text{Ag} + ^{40}\text{Ar}$ и $^{197}\text{Au} + ^{40}\text{Ar}$ при $E_0 \approx 290$ МэВ получены сечения $\sigma_{DI} \approx 250$ и 100 мб соответственно.

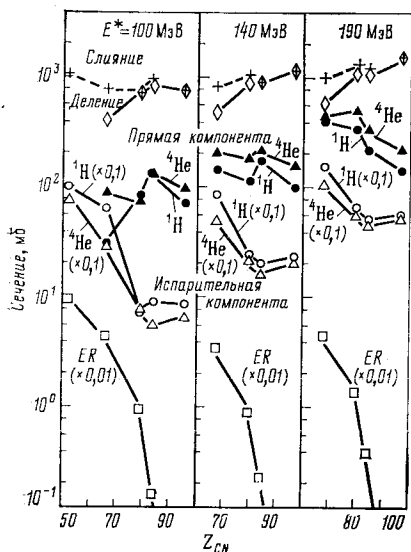


Рис. 21. Зависимость интегральных сечений при трех энергиях возбуждения для слияния, деления, эмиссии легких частиц (^4He и ^1H) и выхода продуктов испарения (ER) от заряда составной системы, образованной при взаимодействии ионов ^{40}Ar с ядрами ^{116}Sn , ^{154}Sm , ^{164}Dy и ^{197}Au [14].

В случае легких частиц отдельно показан выход прямой и испарительной компонент

С другой стороны, если частицы испущены из компаунд-ядра, то их относительный выход должен отражать спин ядра I , а также Z - и I -зависимость барьера деления. Ожидаемое уменьшение выхода испарительных частиц наблюдается от $Z_{CN} = 52$ до 80. Однако при дальнейшем увеличении Z_{CN} вплоть до значения $Z_{CN} = 97$ это сечение остается почти постоянным (см. рис. 21). Как мы обсуждали выше, эмиссия этих низкоэнергетических частиц, по-видимому, происходит до разделения составной системы на осколки (возможно даже до прохождения седловой точки) и характеризуется довольно большим спином [$I \approx (50 \div 100) \hbar$] относительно к заряду Z_{CN} и числу открытых каналов. Быстрое увеличение числа таких частиц с ростом энергии возбуждения указывает на возрастающую важность выходных каналов.

Такое поведение трудно примирить со стандартной статистической моделью. По-видимому, соотношение между эмиссией частиц и делением контролируется динамикой внутренних переходов, а не просто отношением соответствующих фазовых объемов. Это означает, что основные соотношения равновесной статистической теории теряют свою общность, и необходимо соблюдать большую осторожность при попытке применить их к анализу экспериментальных данных.

Такая ситуация встречается, например, при исследовании угловых корреляций, наблюдаемых в процессе последовательного деления в реакциях $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ и $^{238}\text{U} + ^{248}\text{Cm}$ [68].

Интересно отметить, что в реакциях с ионами аргона наряду с эмиссией ${}^4\text{He}$ и ${}^1\text{H}$ наблюдался выход сильно коллимированных вперед ядер Li, Be, B, C, N и O [14]. Подобие их угловых распределений с распределением для протонов предполагает и подобие механизмов их образования.

9. НАБЛЮДЕНИЕ ЧАСТИЦ ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ ЭНЕРГИЙ

Неравновесные частицы, испускаемые в реакции с тяжелыми ионами, как мы видели выше, могут иметь скорости сравнимые и даже выше скорости бомбардирующего иона. Интересно выяснить, какую предельную энергию могут нести такие частицы, могут ли они унести всю кинетическую энергию иона-снаряда, оставив ядро-мишень практически холодным. Этот вопрос был поставлен в недавних работах, выполненных в ЛЯР ОИЯИ [69—71].

Измерения инклюзивных спектров α -частиц, выполненные с ионами ${}^{20}\text{Ne}$, ${}^{22}\text{Ne}$ и ${}^{40}\text{Ar}$, еще раз подтвердили быстрое уменьшение выхода энергичных α -частиц с увеличением угла наблюдения и рост числа частиц, испущенных вперед, с энергией бомбардирующего иона. Высокая точность эксперимента, позволившая проследить изменение спектра на шесть-семь порядков от величины сечения в максимуме, выявила новую характерную черту: достижение граничной энергии α -частиц E_{α}^{max} [69, 71]. Положение граничной энергии зависит от ядра-мишени и энергии бомбардирующего иона. Как видно из рис. 22, оно хорошо коррелирует с величиной, определяемой в предположении, что наибольшее значение E_{α} соответствует двухтелному процессу, когда вылет α -частицы сопровождается слиянием оставшихся

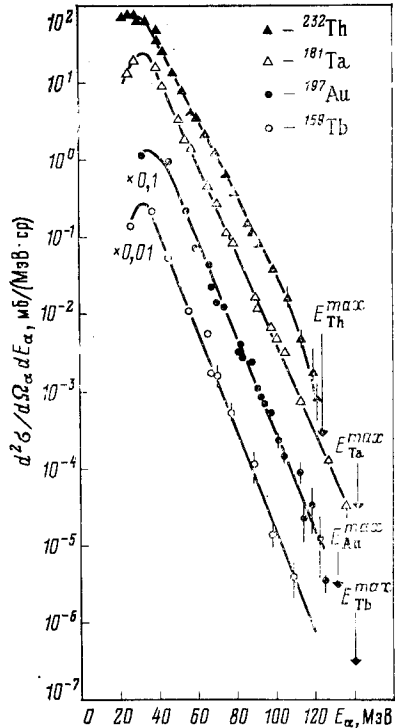


Рис. 22. Инклюзивные распределения α -частиц под углом $\theta_{\alpha} = 0^{\circ}$, полученные при облучении мишеней ${}^{158}\text{Tb}$, ${}^{181}\text{Ta}$, ${}^{197}\text{Au}$ и ${}^{232}\text{Th}$ ионами ${}^{22}\text{Ne}$ (178 МэВ) [70].

Стрелками показан кинематический предел кинетической энергии α -частицы

фрагментов:

$$E^{\max} = E_0 + Q_2, \tag{13}$$

где Q_2 — полное энергосодержание реакции с учетом образования остаточного ядра с массой ($A_{CN} - 4$). Некоторую разницу между последней точкой экспериментального спектра и E^{\max} , оцененной согласно (13), можно объяснить наличием вращательной энергии остаточного ядра. Угловой момент, извлекаемый таким способом, равен (40—60) \hbar .

Если подобный механизм эмиссии быстрых α -частиц действительно имеет место, то остаточное ядро ($A_{CN} - 4$) будет иметь спектр возбуждений, начинающийся с самых малых значений E^*

(холодное ядро). По измеренному энергетическому спектру испущенных α -частиц можно оценить E^* и в рамках равновесного подхода рассчитать сечения образования конечных продуктов реакции. Кроме того, выход этих продуктов можно непосредственно измерить радиохимическими методами. Результаты сравнительного анализа функций возбуждения для реакции $^{176}\text{Lu} (^{22}\text{Ne}, \alpha xn) ^{194-x}\text{Au}$ при $0 \leq x \leq 4$ приведены на рис. 23. Видно, что экспериментальные и рассчитанные с учетом вылета быстрой α -частицы сечения образования изотопов золота находятся во вполне удовлетворительном согласии в широкой области энергий бомбардирующего иона ^{22}Ne — от $E_0 \approx 100$ до 200 МэВ. Извлекаемый при этом интервал угловых моментов составляет (60 — 70) \hbar , что указывает на периферический характер реакции.

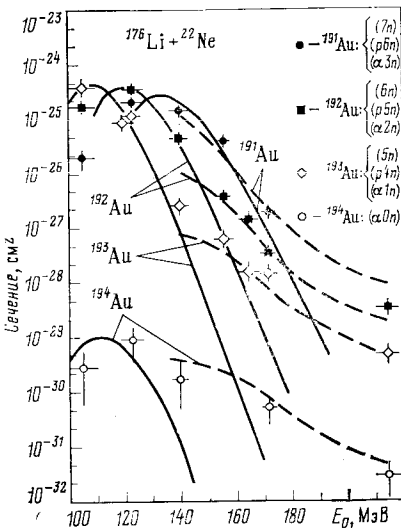


Рис. 23. Функция возбуждения для реакции $^{176}\text{Lu} + ^{22}\text{Ne}$ [70].

Сплошными линиями представлены результаты расчета по обычной испарительной модели, пунктировыми — результат статистического расчета с учетом предварительного вылета быстрой α -частицы

Интересно отметить, что специальные эксперименты, поставленные для выявления неравновесной компоненты нейтронного спектра и выполненные со столь же высокой точностью как измерения спектра α -частиц, не обнаружили существенных отклонений от равновесного распределения с температурой $T = 2.2$ МэВ, ожидаемой для составного ядра [70].

Таким образом, общая картина взаимодействия, установленная в этой серии экспериментов, согласуется с рассмотренными выше представлениями о неполном слиянии ядер. Качественно новым моментом является доказательство возможности для α -частицы унести почти всю кинетическую энергию иона-снаряда, при этом образуется слабозбужденное и быстровращающееся остаточное ядро ($A_{CN} - 4$). Исследование свойств таких ядер представляет самостоятельный интерес. Не исключено, что данный метод окажется эффективным для получения новых, а также сверхтяжелых элементов. Весьма актуальным считается дальнейшее развитие экспериментов с наблюдением частиц экстремальных энергий и, в первую очередь, проведение корреляционных измерений для установления механизма кумуляции энергии легкой частицей в столкновении тяжелых ионов.

10. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПОДХОДЫ. ПРЯМЫЕ ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

При всем разнообразии неравновесных процессов эмиссии легких частиц в эксперименте четко проявляется компонента, соответствующая наиболее короткому времени взаимодействия. Частицы этой компоненты обладают скоростями, сравнимыми и даже выше скорости первичного иона, а их угловое распределение резко направлено вперед. Для их описания естественно использовать методы теории прямых ядерных реакций.

Общие рецепты теории прямых реакций для построения различных дифференциальных распределений достаточно хорошо разработаны [72, 73]. Основным моментом является нахождение амплитуды перехода T_{if} из начального i в конечное f состояние. Для большей определенности будем иметь в виду реакцию общего типа



В борновском приближении с искаженными волнами амплитуду перехода можно записать в виде

$$T_{if} = (\Psi_a \Psi_A \chi_i^{(-)}(\mathbf{r}_a - \mathbf{r}_A), [V_i - U_i] \times \Psi_b \Psi_B \chi_f^{(+)}(\mathbf{r}_b - \mathbf{r}_B)), \quad (15)$$

где $\chi_i^{(-)}$ и $\chi_f^{(+)}$ — расходящаяся и сходящаяся волны, отвечающие относительному движению ионов во входном и выходном каналах; Ψ_γ ($\gamma \equiv a, A, b, B$) — волновые функции, описывающие состояние иона γ . Оператор взаимодействия в начальном состоянии содержит сумму всех взаимодействий V_i , которые не являются внутренними для системы $a + A$. Часть этих взаимодействий учтена при введении искажающего оптического потенциала U_i . Следует подчеркнуть, что амплитуда перехода (15) записана в *prior*-представлении, учитывающем взаимодействие ионов во входном канале.

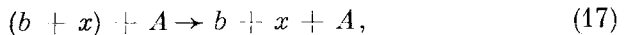
Это представление особенно удобно, если реакция носит многоступенчатый характер [74] *.

Дифференциальное сечение образования частицы b выражается через квадрат амплитуды перехода

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_b dE_b} = \frac{\mu_a \mu_b}{(2\pi\hbar^2)^2} \left(\frac{k_b}{k_a} \right) |T_{if}|^2, \quad (16)$$

где μ_a, μ_b — приведенные массы частиц a и b во входном и выходном каналах. Величина $|T_{if}|^2$ должна быть усреднена по начальным и просуммирована по конечным проекциям спина, а также по кинематическим характеристикам ненаблюдаемого фрагмента B .

Последовательные вычисления в рамках приближения искаженных волн весьма трудоемки и требуют знания структурных факторов и эффективных оптических потенциалов, которые содержат ряд неопределенностей. Для иллюстрации физики механизма прямых взаимодействий мы начнем с максимально упрощенного описания, воспользовавшись приближением плоских волн. Типичными примерами прямых реакций являются развал налетающего иона на два фрагмента



где продукты b и x находятся в непрерывном спектре, и срыв частицы b , составляющей часть бомбардирующего иона a (или передача мишени фрагмента x):



В последней реакции фрагмент x локализован в объеме ядра A . Сопоставление (17) и (18) с (14) показывает, что $a = b + x$, $B = x + A$. В реакции (17) обычно считается, что продукты b и x находятся в основном состоянии, т. е. произошел упругий развал.

Реакция развала. Если предположить, что ядро A является бесконечно тяжелым, то можно пренебречь эффектами отдачи и возбуждения. Поэтому, зафиксировав положение иона A в начале координат, можно исключить его из дальнейшего рассмотрения. Волновую функцию для налетающего иона $a \equiv b + x$ представим как

$$\psi_a = \exp(i\mathbf{k}_b \mathbf{r}_b) \exp(i\mathbf{k}_x \mathbf{r}_x) \Phi_{xb}(\mathbf{r}_x - \mathbf{r}_b),$$

где $\Phi_{xb}(\mathbf{r}_x - \mathbf{r}_b)$ характеризует относительное движение b и x . Конечное состояние запишем в виде

$$\exp(i\mathbf{k}'_b \mathbf{r}_b) \Phi_{xA}(\mathbf{r}_x),$$

* Для амплитуды перехода часто используется *post*-представление [72, 73]

$$T_{if} = (\Psi_b \Psi_B \chi_f^-, (\mathbf{r}_b - \mathbf{r}_B), [V_f - U_f] \Psi_a \Psi_A \chi_i^+, (\mathbf{r}_a - \mathbf{r}_A)),$$

которое в силу инвариантности амплитуды относительно обращения во времени полностью эквивалентно (15).

не конкретизируя пока состояние частицы x . Полагая $V_i = V_{xA}$, амплитуду перехода (15) запишем в виде

$$\begin{aligned} T_{if} &= \int d^3r_x \int d^3r_b \exp(-i\mathbf{k}'_b \mathbf{r}_b) \Phi_{xA}^*(\mathbf{r}_x) \times \\ &\times V_{xA}(r_x) \exp(i\mathbf{k}_b \mathbf{r}_b + i\mathbf{k}_x \mathbf{r}_x) \Phi_{xb}(\mathbf{r}_x - \mathbf{r}_b) = \\ &= \tilde{\Phi}_{xb}(\mathbf{k}_b - \mathbf{k}'_b) \int d^3k \tilde{\Phi}_{xA}(\mathbf{k}) \tilde{V}_{xA}(|\mathbf{k}_a - \mathbf{k}'_b - \mathbf{k}|), \end{aligned} \quad (19)$$

где $\mathbf{k}_a = \mathbf{k}_b + \mathbf{k}_x$ — импульс налетающего иона и $\tilde{f}(\mathbf{k})$ — Фурье образ функции $f(\mathbf{r})$. Для процесса развала (17) $\Phi_{xA}^*(\mathbf{r}_x) = \exp(-i\mathbf{k}_x \mathbf{r}_x)$ и, следовательно, $\tilde{\Phi}_{xA}^*(\mathbf{k}) = \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}_x)$, откуда для амплитуды перехода имеем:

$$T_{if} \equiv T_{if}(\mathbf{k}'_b, \mathbf{k}'_x) = \tilde{\Phi}_{xb}(\mathbf{k}_b - \mathbf{k}'_b) \tilde{V}_{xA}(|\mathbf{k}_a - \mathbf{k}_b - \mathbf{k}'_x|).$$

Если фрагмент x не детектируется, то надо проинтегрировать $|T_{if}|^2$ по всем \mathbf{k}'_x . Поскольку область допустимых значений \mathbf{k}'_x достаточно велика, то $\int d^3k'_x |\tilde{V}_{xA}|^2$ будет слабо зависеть от \mathbf{k}'_b . Таким образом, согласно (16)

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_b dE_b} \propto m_b (2m_b E_b)^{1/2} |\tilde{\Phi}_{xb}(\mathbf{k}_b - \mathbf{k}'_b)|^2, \quad (20)$$

т. е. в системе координат, движущейся со скоростью налетающего иона $[\mathbf{k}_b = (m_b/m_a) \mathbf{k}_a]$, спектр испущенной частицы b определяется импульсным распределением кластера b в тяжелом ионе a . Обычно распределение кластерной функции берется в виде гауссиана

$$\tilde{\Phi}_{xb}(\mathbf{q}) \propto \exp(-\alpha q^2/4), \quad (21)$$

где ширина распределения связана с энергией отделения s_b частицы b из ядра a , $\alpha \sim 1/s_b$. Преобразование распределения (20) к лабораторной системе координат дает простую формулу

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_b dE'_b} = \text{const} \sqrt{E'_b} \exp[-\alpha m_b (E'_0 + E'_b - 2\sqrt{E'_0 E'_b} \cos \theta_b)], \quad (22)$$

где $E'_0 = (m_b/m_a)^2 E_a$. Соотношения такого типа были впервые получены В. К. Лукьяновым и Петковым [75] для анализа спектров α -частиц, измеренных в экспериментах Бритта и Куинтона [3]. В недавних работах [76, 77] вновь показано, что соотношение (22) неплохо передает общую форму инклюзивных распределений легких частиц в реакции развала.

Вычисления упругого развала тяжелого иона в приближении искаженных волн выполнены лишь для реакции $^{40}\text{Ar} + ^{20}\text{Ne}$ ($E_0 = 149$ и 262 МэВ) [78]. Сравнение результатов теории и эксперимента показало, что учет канала упругого развала необхо-

дим для реакций, инициируемых неоном, $^{20}\text{Ne} \rightarrow ^{16}\text{O} + \alpha$, но вкладом канала с диссоциацией на α -частицу можно пренебречь для первичных ионов ^{14}N и ^{13}C , хотя спектроскопические факторы для упругого развала $^{14}\text{N} \rightarrow ^{10}\text{B} + \alpha$ и $^{13}\text{C} \rightarrow ^9\text{Be} + \alpha$ велики. Причина этого эффекта заключается в относительной малости барьера диссоциации неона на $^{16}\text{O} + \alpha$.

Следует подчеркнуть, что с экспериментом сравнивается лишь форма распределения: качественные оценки типа (22) не претендуют на предсказание абсолютного выхода частиц.

Реакция срыва. Вернемся к рассмотрению схематического примера, амплитуда перехода для которого дается соотношением (19). Для реакции срыва (18) неаблюдаемый фрагмент x передается ядру A . Образуемое ядро $B = x + A$ находится, в общем случае, в непрерывном спектре, однако нестабильное состояние не распадается до тех пор, пока фрагмент b не удалится от ядра B . Таким образом, волновая функция $\phi_{xA}(\mathbf{r})$, описывающая это состояние, должна быть локализована в объеме ядра. Более того, периферический характер реакции приводит к локализации в l -пространстве около характерного значения $l \sim k_x R_B$, где R_B — радиус образуемой системы B .

Для упрощения определим в соответствии с (19) усредненную волновую функцию

$$\langle \tilde{\phi}_{xA}(\mathbf{p}) \rangle^* \equiv \int \tilde{\phi}_{xA}(\mathbf{p} - \mathbf{k}) \tilde{V}_{xA}(k) d^3k,$$

так что

$$T_{if} = \tilde{\phi}_{xb}(\mathbf{k}_b - \mathbf{k}'_b) \langle \tilde{\phi}_{xA}(\mathbf{k}_a - \mathbf{k}'_a) \rangle^*. \quad (23)$$

Выбирая радиальную зависимость парциальных компонент $\langle \phi_{xA}(\mathbf{r}) \rangle$ в виде

$$\tilde{\phi}_{xA}^{lm} V_{xA}(r) = \exp \left[-\frac{(r - R_B)^2}{4\Delta^2} \right] Y_{lm}(\hat{\mathbf{r}}),$$

для Фурье-компонент получаем:

$$\begin{aligned} \langle \tilde{\phi}^{lm}(\mathbf{k}) \rangle &\equiv Y_{lm}(\hat{\mathbf{k}}) \int_0^\infty j_l(kr) \exp \left[-\frac{(r - R_B)^2}{4\Delta^2} \right] r^2 dr \approx \\ &\approx \sqrt{\pi} (-1)^{l+1} \Delta R_B^2 j_l(kR_B) \exp(-k^2\Delta^2) Y_{lm}(\hat{\mathbf{k}}), \end{aligned} \quad (24)$$

где при взятии интеграла считалось, что $\Delta \ll R_B$. Сопоставление (19) и (23) показывает, что спектр по k'_b в случае реакции срыва будет уже по сравнению со спектром из упругого развала. Дополнительное сужение обусловлено фактором $\exp[-(\mathbf{k}_a - \mathbf{k}_b)^2 \Delta^2]$ в (24). Интересно отметить, что эта разница исчезает, если взять остаточное взаимодействие в приближении «нулевого радиуса», положив $V(r) = V \delta(r)$.

Используя (21) и (24), парциальное сечение можно записать в виде [77]

$$\frac{d\sigma^{(l)}}{dE'_b} = \text{const} \exp \left[-\frac{\alpha}{2} (\mathbf{k}_b - \mathbf{k}'_b)^2 \right] j_l^2 (|\mathbf{k}_b - \mathbf{k}_a| R_B) \times \\ \times \exp \left[-2 (\mathbf{k}_b - \mathbf{k}_a)^2 \Delta^2 \right] \mathbf{k}'_b \mathbf{k}_x,$$

и, следовательно, для полного сечения имеем:

$$\frac{d\sigma}{dE'_b} = \text{const} \sum_l \exp \left[-\frac{(l-l_0)^2}{\Delta_l^2} \right] \frac{d\sigma^{(l)}}{dE'_b},$$

если основные переходы идут в интервале Δ_l около l_0 .

Более тщательный анализ общих закономерностей образования быстрых частиц в механизме срыва дан в работе В. Е. Бунакова и др. [79]. Основные соотношения были получены ими в эйкональном приближении с использованием потенциала нулевого радиуса, но в схеме реакции (18) учтены все типы остаточных взаимодействий, что адекватно отражает трехтельный характер реакции.

Удагава и Тамура [74, 80] проанализировали двухступенчатый процесс развал — слияние с образованием быстрых легких частиц. На первой стадии в результате упругого развала образуется частица b , которая затем взаимодействует с оставшейся системой $(x + A)$ лишь через потенциал. Слияние $x + A \rightarrow B$ приводит к компаунд-ядру B , которое распадается путем эмиссии частицы $B \rightarrow C + y$.

Хотя анализ выполнен в приближении искаженных волн, окончательные формулы оказались сравнительно простыми и наглядными. Разложим по мультиполям амплитуду для упругого развала

$$T_{if}(\mathbf{k}_b, \hat{\mathbf{k}}_x) = \sum_{lm} \beta_{lm}(\mathbf{k}_b) Y_{lm}(\hat{\mathbf{k}}_x), \quad (25)$$

где l отвечает угловому моменту между x и A (абсолютная величина $|\mathbf{k}_x|$ фиксирована законами сохранения). Тогда после интегрирования по углам $\hat{\mathbf{k}}_x$ инклюзивное сечение (16) сводится к выражению

$$\frac{d^2\sigma^{\text{упр}}}{d\Omega_b dE_b} = \frac{\mu_a \mu_b}{(2\pi\hbar^2)^2} \left(\frac{k_b}{k_a} \right) \sum_{lm} |\beta_{lm}(\mathbf{k}_b)|^2.$$

Как показано в работах [74, 80], для процесса развал — слияние это распределение модифицируется следующим образом:

$$\frac{d^2\sigma^{P-C}}{d\Omega_b dE_b} = \frac{\mu_a \mu_b}{(2\pi\hbar^2)^2} \left(\frac{k_b}{k_a} \right) \sum_l \frac{P_l}{|S_{xl}|^2} \sum_m |\beta_{lm}(\mathbf{k}_b)|^2.$$

Здесь P_l — проникаемость; S_{xl} — матрица упругого рассеяния для взаимодействия $x + A$. Матрицу S_{xl} можно параметризиро-

вать зависимость

$$|S_{x l}| = S_0 + (1 - S_0) \{1 + \exp [-(l - l_s)/\Delta l]\}^{-1},$$

а ее параметры определить из подгонки к независимому эксперименту по упругому $(x + A)$ -рассеянию. Коэффициенты прохождения можно представить в виде

$$P_l = \{1 + \exp [(l - l_{cr})/\Delta l]\}^{-1}.$$

Приведенные амплитуды $\beta_{l m}(\mathbf{k})$ определяются обратным Фурье-преобразованием (25) и хорошо аппроксимируются простым аналитическим выражением [78, 81]

$$\beta_{l m}(E_x) = N \exp \left\{ - (E_x - E_0)^2 / \Gamma^2 + i \gamma (E_x - E_0) \right\}, \quad (26)$$

где параметры N , E_0 , γ , Γ подбираются так, чтобы выражение (26) воспроизводило результаты последовательных расчетов упругого развала в приближении искаженных волн.

Пример анализа спектров α -частиц в реакции с ионами ^{14}N представлен на рис. 24. Форма распределений хорошо описывается в данном подходе, за исключением жесткой части спектра при $\theta_\alpha = 14^\circ$. Результаты расчета даны для двух значений параметра Γ , входящего в функцию, аппроксимирующую

парциальную амплитуду $\beta_{l m}(E_x)$ [см. (26)]. Значение Γ , полученное из подгонки к данным по упругому развалу, равно 12 МэВ [74, 81]. Из-за отсутствия информации о соответствующих спектроскопических факторах для развала $^{14}\text{N} \rightarrow ^{10}\text{B} + \alpha$ были учтены лишь состояния с относительным угловым моментом $l = 0$. Можно ожидать, что с увеличением переданного момента параметр Γ будет возрастать. Как видно из рис. 24, при $\Gamma = 16$ МэВ улучшается согласие теории с экспериментом. Однако нельзя исключить, что расхождение с экспериментом обусловлено вкладом каких-то других механизмов, тем более что абсолютная величина сечения недооценивается теорией примерно в шесть раз [74].

Аналогичный двухступенчатый механизм типа развал — слияние был предложен Ву и Ли в рамках феноменологической модели

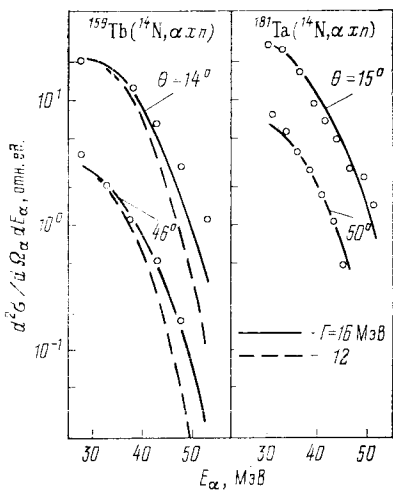


Рис. 24. Инклюзивные спектры α -частиц, образованных при бомбардировке ионами ^{14}N с энергией 115 МэВ ядер ^{159}Tb и ^{181}Ta .

Результаты эксперимента взяты из работ [22, 82]. Теоретические кривые рассчитаны в рамках борновского приближения с искаженными волнами [74] при $\Gamma = 16$ МэВ (сплошная кривая) и $\Gamma = 12$ МэВ (штриховая) [см. формулу (26)].

[83]. Модель хорошо воспроизводит форму распределения по числу нейтронов в реакции $\text{Cd} (^{12}\text{C}, \alpha xn)$ при различных начальных энергиях, но не его абсолютную нормировку. Интересная попытка оценить абсолютную нормировку была предпринята в работах Вильчинского и др. [54, 84], обобщивших концепцию критического углового момента на реакцию развал — слияние.

11. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПОДХОДЫ. ПРЕДРАВНОВЕСНЫЕ МОДЕЛИ

Общей чертой моделей этого класса является предположение о том, что внесенное в ядерную систему возбуждение не распределяется мгновенно по всем степеням свободы. Предравновесные модели призваны описать эволюцию системы к равновесному состоянию и возможность эмиссии частиц на этой стадии. В силу многоступенчатости процесса описание носит статистический характер и строится на более феноменологической основе по сравнению с теорией прямых ядерных реакций. Предложенные модели отличаются между собой начальным состоянием системы, что отражает различные способы локализации возбуждения в пространстве-времени или в фазовом пространстве, а также выбором переменных, по которым прослеживается эволюция ядерной системы.

Один из простейших вариантов модели предравновесной эмиссии частиц предложен Бондорфом и др. [85, 86]. Когда сталкивающиеся ядра $a + A$ сближаются, то в области перекрытия их потенциалов взаимодействия барьер, разделяющий ядра, понижается, образуя локальное окно, через которое нуклоны от одного ядра могут переходить к другому. Момент образования окна соответствует начальному моменту времени. Если нуклон переходит из ядра a в ядро A , то его скорость \mathbf{v}_A в ядре A складывается из внутренней скорости в ядре a и скорости относительного движения ионов $\mathbf{v}_A = \mathbf{v}_a + \mathbf{v}_{\text{rel}}$, а кинетическая энергия

$$E_A = \frac{1}{2} m v_A^2 = E_a + E_{\text{rel}} + 2\sqrt{E_a \cdot E_{\text{rel}}} \cos \alpha$$

зависит от угла α между слагаемыми скоростями. В благоприятном случае член с $\cos \alpha$ может привести к образованию быстрых частиц. Необходимым условием для выхода нуклона из ядра является превышение его кинетической энергии, отвечающей радиальной кинетической скорости $v_{A,r}$, суммарной величины ядерного $U_{\text{яд}}$ и кулоновского $V_{\text{кул}}$ потенциалов

$$E_{A,r} = \frac{1}{2} m v_{A,r}^2 > U_{\text{яд}} + V_{\text{кул}}. \quad (27)$$

Движение нуклонов N (\mathbf{v}_A) в ядре A можно в первом приближении рассматривать как свободное с учетом лишь возможности

их поглощения ядерной средой $N(\mathbf{v}_A) \exp(-d/\lambda)$, где λ — средняя длина свободного пробега нуклона в ядерном веществе.

Эволюция начальной системы сводится к изменению со временем размеров окна и относительной скорости сталкивающихся ионов. Поэтому существенным элементом модели является расчет динамических траекторий сталкивающихся ионов. В работах [85, 86] он выполнен с учетом ядерного и кулоновского членов потенциала ядро-ядерного взаимодействия и с включением эффекта диссипации энергии относительного движения за счет трения.

Таким образом, вероятность эмиссии неравновесных нуклонов в момент времени t можно представить в виде

$$P(\Omega, E, b, t) = \int_{S(t)} dS \int d\mathbf{v}_a W_0(\mathbf{v}_a) N(\mathbf{v}_A) \exp(-d/\lambda), \quad (28)$$

где $S = S(t)$ — площадь окна; $W_0(\mathbf{v}_a)$ — начальное распределение нуклонов по скоростям, которое берется в форме вырожденного фермиевского распределения. Интегрируя соотношения (28) по времени t и параметру удара b , получаем сечение образования неравновесных нуклонов

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = 2\pi \int_0^{b_{\max}} b db \int dt P(\Omega, E, b, t). \quad (29)$$

Максимальный параметр удара b_{\max} выбирается так, чтобы он включал слияние ядер и процессы глубоконеупругих столкновений. Последний процесс хотя и имеет большой геометрический фактор, но из-за условия (27) дает малый вклад в полный выход неравновесных фермиевских струй.

Конкретные расчеты, выполненные для реакции $^{158}\text{Cd} + ^{12}\text{C}$ (152 МэВ), воспроизводят направленность вперед углового распределения быстрых протонов и предсказывают более сложную структуру углового распределения в случае взаимодействия $\text{Sc} + ^4\text{He}$ (1360 МэВ) [86].

Идея пространственно-временной локализации начального возбуждения наиболее четко выражена в модели горячего пятна [87—91], восходящей еще к работе Бете [92]. Предполагается, что внесенное в систему возбуждение, которое характеризуется полем температуры $T(\mathbf{r}, t)$, в начальный момент времени локализовано в некоторой точке \mathbf{r}_0 , т. е. $T(\mathbf{r}, t = 0) = k\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)$. Такие условия могут возникнуть, например, в мишенеподобном ядре в результате периферического соударения ионов или развала двойной системы, образованной в глубоконеупругом столкновении ядер. Локализованное возбуждение будет распадаться путем эмиссии частиц в непрерывный спектр или за счет связи с внутренними модами. Эволюция поля температуры описывается с помощью

уравнения теплопроводности

$$(\partial/\partial t) T(\mathbf{r}, t) = \chi \Delta T(\mathbf{r}, t),$$

где χ — коэффициент теплопроводности ядерной материи.

Зная решение этого уравнения с указанным начальным и граничным условиями $\mathbf{n} \cdot \nabla T(\mathbf{r}, t) |_{r=R} = 0$ (\mathbf{n} — единичный вектор, нормальный к поверхности ядра), можно записать вероятность эмиссии частицы

$$P(\Omega, E, b, t) = \text{const } E \sigma_{\text{inv}}(E) \exp \left[-\frac{E + s_b}{T(r=R, \Omega, t)} \right], \quad (30)$$

которую затем надо подставить в выражение (29). Зависимость от параметра удара входит через начальную область локализации возбуждения \mathbf{r}_0 . При этом необходимо учесть, что выпедшие из ядра протоны будут двигаться по кулоновским траекториям, а ядро, обладая высоким внутренним спином, может за время эволюции повернуться на некоторый угол. Для наиболее быстрой компоненты испущенных частиц модель горячего пятна предсказывает существование теневого эффекта: поглощение испущенных нуклонов фрагментом ядра-снаряда, которое не успело еще далеко удалиться от распадающегося мишенеподобного ядра. Этот эффект приводит к двугорбой структуре функции угловой корреляции легкой частицы в совпадении с фрагментом [91]. Хотя общая форма инклюзивного спектра нуклонов, рассчитанного в модели горячего пятна, не противоречит эксперименту, но предсказанного характера корреляций в эксперименте еще не наблюдалось.

Приложение концепции горячего пятна к реакции слияния было дано в работах [93—96]. При дальнейшем развитии подхода была введена не дельтаобразная, а конечная область локализации начального возбуждения и учтено ее затухающее движение в ядерном веществе. В пределе высоких бомбардирующих энергий, когда можно пренебречь передачей энергии налетающего иона в направлении, перпендикулярном его движению, инклюзивные распределения частиц хорошо воспроизводятся моделью ядерного фэйрбола [97, 98]. Фактически это означает, что имеется один источник, нагретый до температуры T и изотропно распадающийся в системе, движущейся с некоторой скоростью v'_0 . В собственной системе спектр будет иметь испарительную форму (30), а в лабораторной системе координат вид распределения совпадает с (22) при замене $(m_b \alpha)^{-1} \rightarrow T$ и $E'_0 = mv'_0{}^2/2$. Из рис. 25 следует, что, рассматривая T и v'_0 как свободные параметры, можно добиться хорошего согласия с экспериментом для жесткой части протонных спектров ($E_p > 20$ МэВ) даже в такой простой модели ядерного фэйрбола. Необходимо подчеркнуть, однако, что обсуждаемый случай относится к энергии $\epsilon_0 = 20$ МэВ/нуклон

Эффекты предравновесной эмиссии частиц в реакциях, инициируемых нуклонами и α -частицами, успешно интерпретируются в рамках моделей, основанных на решении кинетических уравнений (см. обзоры [99, 100]). Естественно попытаться распространить этот подход на реакции с тяжелыми ионами.

Предположим, что внесенная в ядро энергия возбуждения первоначально охватывает лишь небольшое число возбужденных частиц и дырок (\equiv экситонов) n_0 . Тем самым достигается локализация входного состояния в фазовом пространстве. Кинетические уравнения описывают перераспределение внесенной энергии возбуждения между все возрастающим числом экситонов из-за остаточных двухчастичных взаимодействий. В простом варианте экситонной модели, рассматривающей число экситонов n как хорошее квантовое число, кинетическое уравнение имеет вид [100]:

Предположим, что внесенная в ядро энергия возбуждения первоначально охватывает лишь небольшое число возбужденных частиц и дырок (\equiv экситонов) n_0 . Тем самым достигается локализация входного состояния в фазовом пространстве. Кинетические уравнения описывают перераспределение внесенной энергии возбуждения между все возрастающим числом экситонов из-за остаточных двухчастичных взаимодействий. В простом варианте экситонной модели, рассматривающей число экситонов n как хорошее квантовое число, кинетическое уравнение имеет вид [100]:

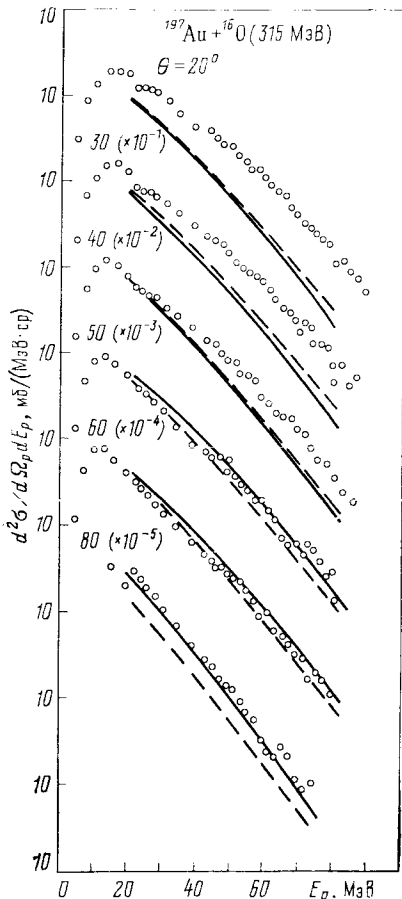
$$\frac{dW(n, t)}{dt} = - \left[\lambda_+(n) + \lambda_-(n) + \sum_j \Gamma_j(n) \right] W(n, t) + \lambda_+(n-2) W(n-2, t) + \lambda_-(n+2) W(n+2, t), \quad (31)$$

где $\lambda_+(n)$ и $\lambda_-(n)$ — вероятности внутриядерных переходов с изменением числа экситонов на ± 2 , $\Gamma_j(n) = \int \lambda_j(\Omega, E, n) d\Omega dE$ и $\lambda_j(\Omega, E, n)$ — полная и дифференциальная вероятности эмиссии частицы типа j в непрерывный спектр.

Рис. 25. Инклюзивные распределения протонов из реакции $^{197}\text{Au} + ^{16}\text{O}$ (315 МэВ) ($\theta = 20^\circ$). Экспериментальные точки взяты из работы [17].

Сплошная кривая рассчитана по экситонной модели с числом экситонов во входном состоянии $n_0 = 20$, пунктировая — описание с помощью одного равномерно движущегося источника (файрболла)

Из решения системы уравнений (31) находятся вероятности $W(n, t)$ заселения различных состояний, каждое из которых может испустить частицу. Спектр частиц типа j при фик-



сированном параметре удара b находится суммированием по всем состояниям:

$$P(\Omega, E, b, t) = \sum_{n=n_0} \lambda_j(\Omega, E, n) W(n, t). \quad (32)$$

В приложении кинетического подхода к столкновению ионов возникают большие неопределенности по сравнению с нуклон-ядерными реакциями в определении входного состояния $\{n_0, E_0^*\}$. В качестве первого грубого приближения можно положить n_0 равным числу нуклонов бомбардирующего иона, считая, что он разваливается на отдельные нуклоны в поверхностном слое потенциала ядерного взаимодействия. Проверено, что это приближение дает хорошее описание в случае реакций с α -частицами [99—101]. Относительно энергии входного состояния E_0^* предполагается, что импульс каждого нуклона связывается с импульсом системы центра масс снаряда или мишени случайным образом, но при этом учитывается принцип Паули.

Уже первое приложение кинетического подхода в варианте гибридной модели Бланна [66] показало, что эффекты предравновесной эмиссии частиц в реакции слияния тяжелых ионов становятся существенными при энергии первичного иона ϵ_0 , сравнимой с энергией связи нуклона. Предравновесная эмиссия частиц приводит к появлению характерных хвостов в функциях возбуждения, к усилению относительного выхода заряженных частиц и может сильно повлиять на конкуренцию с процессом деления.

Пример расчета инклюзивного спектра в рамках кинетического подхода показан на рис. 25. Результаты этого расчета близки к предсказаниям файрбольной модели.

Дальнейшее развитие кинетического подхода связано с разработкой динамической модели входного состояния. Шаг в этом направлении сделан в недавней работе Бланна [102], который ввел в правую часть кинетического уравнения типа (31) дополнительный член, описывающий увеличение числа возбужденных частиц в релаксирующей системе по мере проникновения иона-снаряда в ядро-мишень.

Следует отметить, что в кинетическом описании ядерной реакции естественным образом учтен процесс равновесного распада ядер. Это видно из соотношения (32), где суммирование распространено по всем значениям n ; предравновесная компонента определяется суммой вкладов от состояний с $n \leq n_{\text{равн}}$, где $n_{\text{равн}}$ — число экситонов, соответствующее установлению в системе статистического равновесия.

В рассмотренных предравновесных моделях, как правило *, ставилось целью описать лишь форму инклюзивных спектров нуклонов. В силу неопределенности входного состояния реакции

* Исключение составляет модель горячего пятна, где рассматривались угловые корреляции частиц [91].

вопрос об абсолютном вкладе предравновесных частиц, предсказываемом теорией, остается открытым. Весьма критичным моментом, способным дифференцировать различные модели, является отношение выходов α -частиц и нуклонов, а также угловая зависимость этого отношения. При энергии $\varepsilon_0 \approx 20$ МэВ/нуклон очень удачным оказалось применение идеи физики высоких энергий о коалесценции нуклонов [103]. Небольшая модификация метода на учет кулоновского взаимодействия образующихся частиц позволила воспроизвести инклюзивные распределения ядер ${}^2\text{H}$ и ${}^3\text{H}$ в реакции ${}^{238}\text{U} + {}^{16}\text{O}$ (315 МэВ) [104].

Специфическим неравновесным многоступенчатым процессом являются реакции глубоконеупругих передач. В последние годы достигнуты значительные успехи в понимании этого процесса [105—107]. Обмен нуклонами между составляющими фрагментами двойной ядерной системы носит статистический характер, и его можно описать уравнением диффузии или кинетическим уравнением типа (31) [108]

$$\frac{dW(Z, t)}{dt} = \sum_{Z'} (\Lambda_{ZZ'} W(Z', t) - \Lambda_{Z'Z} W(Z, t)), \quad (33)$$

где $W(Z, t)$ — вероятность обнаружить фрагмент с зарядом Z в момент времени t . Макроскопические вероятности переходов $\Lambda_{ZZ'}$ зависят от энергии возбуждения, плотности конечных состояний и потенциальной энергии взаимодействующих фрагментов [108]. Если время существования двойной ядерной системы достаточно велико, то налетающий ион в принципе может передать мишени так много нуклонов, что после развала двойной ядерной системы он будет зарегистрирован как легкая частица. В силу чрезвычайной стабильности α -частиц для них вклад механизма глубоконеупругих передач может оказаться особенно существенным. Решение системы уравнений (32) с учетом оболочечных эффектов показало, что такой механизм усиления выхода α -частиц действительно возможен, но время, необходимое для полного проявления оболочечных эффектов, оказалось очень большим — 10^{-20} с [16]. Кроме того, выход α -частиц будет существенно зависеть от комбинации сталкивающихся ионов, что задаст входную точку на кривой потенциальной энергии и тем самым силы, определяющие преимущественное направление передачи нуклонов — от иона-снаряда или к нему.

В реакции глубоконеупругих передач важную роль могут играть не только статистические, но также динамические и квантовые эффекты. Обусловленная этими эффектами дисперсия относительно классических траекторий движения критически влияет на характер угловых корреляций быстрой легкой частицы с фрагментом, что может служить, как показано в работах [109, 110], чувствительным критерием для установления механизма эмиссии частицы.

12. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Поиск отклонений от равновесной эмиссии частиц в реакциях с тяжелыми ионами привел к обнаружению целого ряда новых механизмов, проливающих свет на динамику процессов слияния, деления и глубоконеупругих столкновений. Проведенное обсуждение взаимодействия ядер показывает, что легкие частицы являются важным источником информации о временном развитии реакции.

При низких энергиях ($e' \lesssim 5$ МэВ/нуклон) время взаимодействия двух сталкивающихся ядер больше или сравнимо со временем релаксации, которое составляет около 10^{-21} с. В этой области доминируют процессы глубоконеупругих передач и полного слияния ядер. Легкие частицы испускаются здесь преимущественно из компаунд-ядра или из равновесных полностью ускоренных ядерных фрагментов, образованных в реакции глубоконеупругих столкновений ионов. В последнем случае можно получить сведения о динамике соударения, связанной с распределением энергии возбуждения и углового момента между фрагментами. Строго говоря, эти выводы относятся к изучению реакций с ионами аргона и тяжелее. Для более легких бомбардирующих ионов имеются указания на вклад неравновесных процессов даже в области ниже 5 МэВ/нуклон.

При дальнейшем повышении энергии вклад неравновесной эмиссии возрастает, становясь доминирующим для легких ядер-снарядов при $\epsilon_0 \sim 20$ МэВ/нуклон. Это свидетельствует об уменьшении времени взаимодействия, что приводит к усилению вероятности распада высоковозбужденного состояния путем эмиссии частиц по сравнению с переходами ядра в более сложные состояния.

Среди большого разнообразия неравновесных процессов можно выделить быструю компоненту со временем эмиссии около $(2 \div 5) \cdot 10^{-22}$ с, которая указывает на существование прямых процессов типа развала или фрагментации налетающего иона в поле ядра-мишени. Образующийся тяжелый снарядоподобный фрагмент может слиться с ядром-мишенью или быть вовлеченным в реакцию глубоконеупругого столкновения. Другими словами, этот быстрый неравновесный процесс, реализуясь при больших угловых моментах, дает вклад в канал слияния и в канал глубоконеупругих взаимодействий.

Образующаяся в ходе реакции составная система тоже может испускать частицу до установления полного статистического равновесия. Есть указания на присутствие такой предравновесной компоненты и в реакции неполного слияния ядер. Охватываемый этими механизмами временной интервал соответствует большей длительности процесса эмиссии частиц — порядка 10^{-21} — 10^{-18} с. Еще одной временной меткой (около 10^{-21} с) могут служить

частицы, испущенные в ходе эволюции двойной ядерной системы в реакции глубоконеупругих столкновений очень тяжелых ядер.

Следует подчеркнуть, что основная информация получена в сложных корреляционных экспериментах. Результаты измерения инклюзивных распределений дают лишь весьма общее представление о характере взаимодействия и не позволяют дискриминировать вклады отдельных неравновесных компонент.

Широкое разнообразие физических процессов, реализующихся при столкновении двух ядер, стимулировало появление большого числа феноменологических моделей. Несмотря на различные, иногда взаимоисключающие исходные физические предположения, общей методической чертой этих подходов является стремление доказать, что предлагаемая модель не противоречит эксперименту. При этом анализируется весьма ограниченная совокупность экспериментальных данных, которые, как правило, связаны лишь с инклюзивной постановкой эксперимента. В силу отмеченного разнообразия физических процессов, приводящих к эмиссии частиц, не удивительно, что есть случаи как согласия, так и расхождения с экспериментом. К сожалению, еще не выполнен систематический и широкий анализ степени согласия с экспериментом предсказаний различных моделей. По-видимому, сейчас является своевременной постановка вопроса о разработке общего сценария взаимодействия двух ядер, который объединил бы в рамках единой схемы несколько основных механизмов ядерной реакции.

В экспериментальном плане в этой связи следует отметить, что наряду с продолжением систематического исследования корреляционных характеристик испускаемых частиц необходимо иметь дополнительную информацию о других каналах реакции. В частности, для тех же самых ядерных комбинаций, где изучена эмиссия легких частиц, важно знать свойства фрагментов из реакции глубоконеупругого столкновения ионов и продуктов распада составного ядра. Это позволило бы более корректно вычестить из рассматриваемых характеристик фон, обусловленный известными механизмами взаимодействия.

Большой интерес представляет проведение измерений корреляций легких частиц с ядерными фрагментами при энергиях выше 20 МэВ/нуклон с тем, чтобы выяснить, как происходит выход на высокоэнергетический режим взаимодействия. Экспериментальные исследования процесса фрагментации налетающего иона показали, что высокоэнергетический режим устанавливается чрезвычайно рано: отношение выхода фрагментов при начальных энергиях $\epsilon_0 = 20$ и 2 ГэВ/нуклон уже практически равно единице, но соответствующие величины сильно отличаются от значений при $\epsilon_0 = 10$ МэВ/нуклон [111]. Означает ли этот факт, что модели эмиссии частиц, разработанные для области релятивистских энергий, будут справедливы вплоть до $\epsilon_0 \approx 20$ МэВ/нуклон?

Важную роль в идентификации механизма взаимодействия может сыграть изучение поляризации испущенных частиц. К сожалению, такие экспериментальные данные еще отсутствуют.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ericson T.— *Advances Phys.*, 1960, v. 9, p. 425.
2. Барашенков В. С., Жереги Ф. Г., Ильинов А. С., Тонеев В. Д.— ЭЧАЯ, 1974, т. 5, с. 479.
3. Britt H. C., Quinton A. R.— *Phys. Rev.*, 1961, v. 124, p. 877.
4. Тонеев В. Д., Шмидт Р.— *Ядерная физика*, 1979, т. 30, с. 112.
5. Волков В. В.— ЭЧАЯ, 1975, т. 6, с. 1040.
6. Schröder W. U., Huizena J. R.— *Annual Rev. Nucl. Sci.*, 1977, v. 27, p. 465.
7. Volkov V. V.— *Phys. Reports*, 1978, v. 44, p. 93.
8. Knox W. J., Quinton A. R., Anderson C. E.— *Phys. Rev.*, 1960, v. 120, p. 2120.
9. Kaufmann R., Wolfgang R.— *Phys. Rev.*, 1961, v. 121, p. 206.
10. Reames D. W.— *Phys. Rev.*, 1965, v. 137, p. B332.
11. Brun C., Gatty B., Lefort M., Tarrago X.— *Nucl. Phys. A*, 1968, v. 116, p. 177.
12. Utsunomiya H., Nomura T., Inamura T. e.a.— *Nucl. Phys. A*, 1980, v. 334, p. 127.
13. Капусцик А., Перельгин В. П., Третьякова С. П., Украинцев Л. В.— *Ядерная физика*, 1967, т. 6, с. 1142.
14. Logan D., Delagrange H., Rivet M. F. e.a.— *Phys. Rev. C.*, 1980, v. 22, p. 1080.
15. Galin J., Gatty B., Guerreau D. e.a.— *Phys. Rev. C.*, 1974, v. 9, p. 1113.
16. Волков В. В., Артюх А. Г., Гридиев Г. Ф. и др.— *Изв. АН СССР. Сер. физ.*, 1978, т. 42, с. 2234; 1980, т. 44, с. 2226.
17. Symons T. J. M., Doll P., Bini M. e.a.— *Phys. Lett. B*, 1980, v. 94, p. 131.
18. Galin J., Gatty B., Guerreau D. e.a.— *Phys. Rev. C*, 1974, v. 9, p. 1126.
19. Logan D., Rajagopalan M., Zisman M. S. e.a.— *Phys. Rev. C*, 1980, v. 22, p. 104.
20. Nomura T., Utsunomiya H., Motobayashi T. e.a.— *Phys. Rev. Lett.*, 1978, v. 40, p. 694.
21. Gamp A., Jacmart J. C., Poffe N. e.a.— *Phys. Lett. B*, 1978, v. 74, a. 215.
22. Zolnowsky D. R., Yamada H., Cala S. E. e.a.— *Phys. Rev. Lett.*, 1978, v. 41, p. 92.
23. Miller J. M., Catchen G. L., Logan D. e.a.— *Phys. Rev. Lett.*, 1978, v. 40, p. 100.
24. Billerey R., Cerruti C., Chevarier A. e.a.— *Z. Phys. A*, 1979, v. 292, p. 293.
25. Harris J. W., Cormier T. M., Geesaman D. F. e.a.— *Phys. Rev. Lett.*, 1977, v. 38, p. 1460.
26. Ho H., Albrecht R., Dünnweber W. e.a.— *Z. Phys. A*, 1977, v. 283, p. 235.
27. Babinet R., Cauvin B., Girard J. e.a.— *Z. Phys. A*, 1980, v. 295, p. 153.
28. Cauvin B., Jared R. C., Russo P. e.a.— *Nucl. Phys. A*, 1978, v. 301, p. 511.
29. Tamain B., Chechik R., Fuchs H. e.a.— *Nucl. Phys. A*, 1979, v. 330, p. 253.
30. Schmitt R. P., Bizard G., Wozniak J. C., Moretto L. G.— *Phys. Rev. Lett.*, 1978, v. 41, p. 1152.
31. Babinet R., Cauvin B., Girard J. e.a.— *Nucl. Phys. A*, 1978, v. 296, p. 160.
32. Plasil F., Fergusson F. R., Britt H. C. e.a.— *Phys. Rev. Lett.*, 1978, v. 40, p. 1184.
33. Gelbke C. K., Braun-Munzinger P., Barette J. e.a.— *Nucl. Phys.*, 1976, v. 269, p. 460.

34. Ericson T. E. O., Strutinsky V. M.— Nucl. Phys., 1958, v. 8, p. 284; *ibid.*, 1959, v. 9, p. 689.
35. Albrecht R., Dünneweber W., Graw G. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1975, v. 34, p. 1400.
36. Bini M., Gelbke C. K., Scott D. K. e.a.— Phys. Rev. C, 1980, v. 22, p. 1945.
37. Driel van J., Gonggrijp S., Janssens R. V. F. e.a.— Phys. Lett. B, 1981, v. 98, p. 351.
38. Bhowmik R. K., Pollacco E. C., Sanderson N. E. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 619.
39. Bhowmik R. K., Pollacco E. C., Sanderson N. E. e.a.— Phys. Lett. B, 1978, v. 80, p. 41.
40. Awes T. C., Gelbke G., Back B. B. e.a.— Phys. Lett. B, 1979, v. 87, p. 43.
41. Catchen G. L., Kaplan M., Alexander J. M., Rivet M. F.— Phys. Rev. C, 1980, v. 21, p. 940.
42. Gamp A., Harney H. L., Roynette J. C. e.a.— Z. Phys. A, 1979, v. 291, p. 347.
43. Kühn W., Albrecht R., Damjantschitsch H. e.a.— Z. Phys. A, 1980, Bd 298, S. 95.
44. Guerreau D., Babinet R.— J. Physiq. C, 1980, v. 10, p. 217.
45. Thomas T. D.— Nucl. Phys., 1964, v. 53, p. 538.
46. Gilat J., Grover J. R.— Phys. Rev. C, 1971, v. 3, p. 734.
47. Reedy R. C., Fluss M. J., Herzog G. F. e.a.— Phys. Rev., 1969, v. 188, p. 1771.
48. Inamura T., Ishibara M., Fukuda T. e.a.— Phys. Lett. B, 1977, v. 68, p. 51.
49. Inamura T., Kojima T., Nomura T. e.a.— Phys. Lett. B, 1979, v. 84, p. 71.
50. Yamada H., Zolnowski D. R., Cala S. E. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 605.
51. Westerberg L., Sarantites D. G., Hensley D. C. e.a.— Phys. Rev. C, 1978, v. 18, p. 796.
52. Castaneda C. M., Smith H. A., Jr., Singh P. P. e.a.— Phys. Lett. B, 1978, v. 77, p. 371.
53. Siwek-Wileczyńska K., du Marchie van Voorthuysen E. H., van Popta J. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 1599.
54. Siwek-Wileczyńska K., du Marchie van Voorthuysen E. H., van Popta J. e.a.— Nucl. Phys. A, 1979, v. 330, p. 150.
55. Ho H., Gonthier P., Namboodiri N. M. e.a.— Phys. Lett. B, 1980, v. 96, p. 51.
56. Hilscher D., Birkelund J. R., Hoover A. D. e.a.— Phys. Rev. C, 1979, v. 20, p. 576.
57. Бочкарев О. В., Кузьмин Е. А., Оглоблин А. А. и др.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1979, т. 43, с. 2192.
58. Péter J., Berlinger M., Ngô C. e.a.— Z. Phys. A, 1977, v. 283, p. 413.
59. Eyal Y., Gavron A., Tserruya I. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 41, p. 625.
60. Gould C. R., Bass R., Czarnecki J. e.a.— Z. Phys. A, 1980, v. 294, p. 323.
61. Sarantites D. G., Westerberg L., Halbert M. L. e.a.— Phys. Rev. C, 1978, v. 18, p. 774.
62. Gemmeke H., Netter P., Richter A. e.a.— Phys. Lett. B, 1980, v. 97, p. 213.
63. Gavron A., Ferguson F. L., Obenshain F. E. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1981, v. 46, p. 8.
64. Delagrange H., Logan D., Rivet M. F. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 1490.
65. Cohen S., Plasil F., Swiatecki W. J.— Ann. Phys., 1974, v. 82, p. 557.
66. Blann M.— Nucl. Phys. A, 1974, v. 235, p. 211.
67. Nörenberg W., Riedel C.— Z. Phys. A, 1979, v. 290, p. 335.
68. Harrach v. D., Glässel P., Civelekoglu Y. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 1728.
69. Gierlik E., Kalinin A. M., Kalpakchieva R. e.a.— Z. Phys. A, 1980, v. 295, p. 295.

70. Оганесян Ю. П.— В кн.: Труды Междунар. школы по структуре ядра. ОИЯИ, Д4-80-385, 1980, с. 261.
71. Borcea C., Gierlik E., Kalpakchieva R. e.a.— Nucl. Phys. A, 1981, v. 351, p. 312.
72. Austern N.— Direct Nuclear Reaction Theories. N.Y., J. Wiley Inc., 1970.
73. Bauer G., Trautmann D.— Rhys. Repts, 1976, v. 25, p. 93.
74. Udagawa T., Tamura T.— Multi-Step Direct Reaction Approach to Cont. Spectra of Heavy Ion Induced Reactions—Role of Break-up—Fusion Processes. (Lecture note at RNCP-KIKUCHI Summer School Nucl. Phys., Osaka 1980). Univ. Texas, Austin, 1980.
75. Lukyanov V. K., Petkov I. Z.,— Nucl. Phys., 1963, v. 49, p. 529.
76. Wu J. R., Chang C. C., Holmgren H. D.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 1013.
77. McVoy K. W., Nemes C.— Z. Phys. A, 1980, Bd 295, S. 177.
78. Udagawa T., Tamura T.— Phys. Rev. C, 1979, v. 20, p. 1949.
79. Бунаков В. Е., Загребнов В. И., Коложвари А. Н.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1980, т. 44, с. 2331.
80. Udagawa T., Tamura T.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 45, p. 1311.
81. Udagawa T., Tamura T.— Phys. Rev. C, 1980, v. 21, p. 1272.
82. Nomura T., Utsunomiya H., Inamura T.— J. Phys. Soc. Japan, 1978, v. 46, p. 235.
83. Wu J. R., Lee I. Y.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 45, p. 8.
84. Wilczyński J., Siwek-Wilczyńska K., van Driel J. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 45, p. 606.
85. Bondorf J. P., De J. N., Karvinen A. O. T. e.a.— Phys. Lett. B, 1979, v. 84, p. 162.
86. Bondorf J. P., De J. N., Fáí G. e.a.— Nucl. Phys. A, 1980, v. 333, p. 285.
87. Weiner R. M.— Phys. Rev. Lett., 1974, v. 32, p. 630.
88. Weiner R., Weström M.— Phys. Rev. Lett., 1975, v. 34, p. 1523.
89. Weiner R., Weström M.— Nucl. Phys. A, 1977, v. 286, p. 282.
90. Gottschalk P.-A., Weström M.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 39, p. 1250.
91. Gottschalk P.-A., Weström M.— Nucl. Phys. A, 1979, v. 314, p. 232.
92. Bethe H. A.— Phys. Rev., 1938, v. 53, p. 675.
93. Sobel M. I., Siemens P. J., Bondorf J. P., Bethe H. A.— Nucl. Phys. A., 1975, v. 251, p. 502.
94. Garpman S. I. A., Sperber D., Zielińska-Pfabé M.— Phys. Lett. B, 1980, v. 90, p. 53.
95. Karvinen A. O. T., De J. N., Jakobsson B.— Preprint NBI-80-21, Copenhagen, 1980.
96. Джолос Р. В., Картавенко В. Г.— Препринт ОИЯИ, Р4-80-37, Дубна, 1980.
97. Westfall G. D., Gosset J., Johansen P. J. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 37, p. 1202.
98. Gosset J., Gutbrod H. H., Meyer W. G. e.a.— Phys. Rev. C, 1977, v. 16, p. 629.
99. Blann M.— Ann. Rev. Nucl. Sci., 1975, v. 25, p. 123.
100. Зелигер Д., Зайдель К., Райф Р., Тонев В. Д.— ЭЧАЯ, т. 7, с. 499.
101. Blann M.— Report UR-NSRL-92, Rochester, 1974.
102. Blann M.— Phys. Rev. C, 1981, v. 23, p. 201.
103. Gutbrod H. H., Sandoval A., Johansen P. J. e.a.— Phys. Rev. Lett; 1976, v. 37, p. 667.
104. Awes T. C., Gelbke C. K., Poggi G. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 45, p. 513.
105. Gobbi A., Nörenberg W.— In: Heavy Ion Collisions. Ed. R. Bock. North-Holland, Amsterdam, 1980, v. 2, ch. 3.
106. Weidenmüller H. A.— Prog. Part Nucl. Phys., 1980, v. 3, p. 49.
107. Ngô C.— Dissipative Phenomena in Heavy Ion Reactions. CEN. Saclay, 1980.
108. Moretto L. G., Schmitt R.— J. Phys., 1976, v. 37, p. C5—109.
109. Strutinsky V. M.— Phys. Lett. B, 1973, v. 44, p. 245.
110. Dünweber W., Hartmann K. M.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 44, p. 729.
111. Gelbke C. K., Buenerd M., Hendrie D. L. e.a.— Phys. Lett. B, 1976, v. 65, p. 227.