

ОБРАЗОВАНИЕ ЛЕГКИХ ЧАСТИЦ В ЯДРО-ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ (наблюдаемые закономерности, теоретические модели, возможные эксперименты)

В.И.Загребаев

Чувашский государственный университет, Чебоксары

Ю.Э.Пенионжжевич

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В работе сделан обзор основных экспериментальных результатов по выходу легких частиц в ядро-ядерных столкновениях при низких и средних энергиях. Проанализированы инклюзивные спектры легких частиц, а также их выход в совпадении с характеристическим рентгеновским излучением, γ -квантами, снарядоподобными фрагментами, другими легкими частицами, осколками деления и ядрами отдачи. Кратко изложены основные теоретические модели, используемые для описания выхода легких частиц, их достоинства и недостатки. Обсуждаются не решенные на сегодняшний день проблемы образования легких частиц, в частности, и динамики взаимодействия двух ядер вообще, а также возможные эксперименты, способные прояснить ситуацию в этой области.

The basic experimental results on light-charged-particle yields in nucleus-nucleus collisions at low and intermediate energies are reviewed. Analysis is made of the light-particle inclusive spectra, and of their yield in coincidence with characteristic x - and γ -rays, with projectile-like fragments, with other light particles, with fission fragments and recoil nuclei. A short presentation is made of some theoretical models used for the description of the light-particle yields. Presently unsolved problems of light-particle formation in particular, and of the dynamics of nuclear interaction in general are discussed. The experiments are suggested capable to elucidate the situation in this sense.

ВВЕДЕНИЕ

Проблема образования легких частиц (с массой меньшей, чем масса любого из сталкивающихся ядер) является наиболее интригующей в физике тяжелых ионов. Этой проблеме посвящены сотни экспериментальных и теоретических работ. Впервые интенсивный выход быстрых α -частиц в реакциях со сложными ядрами наблюдали Бритт и Куинтон еще

в 1961 г. [1]. Однако бурный интерес к этой проблеме возник лишь в конце 70-х годов (и продолжается до сегодняшнего дня), после того как многие экспериментальные группы стали проводить более систематические инклюзивные и корреляционные измерения процессов образования легких частиц. В этой связи следует отметить наиболее полные результаты, полученные в Институте Хана — Майтнер (Берлин) [2—8], Гронингене (Нидерланды) [9—16], ЛЯР ОИЯИ [17—23] и в Мичиганском университете (США) [26,61,66,67,78]. Большой интерес к проблеме образования легких частиц в столкновениях с тяжелыми ионами обусловлен, на наш взгляд, несколькими причинами. Во-первых, сечение выхода легких частиц чрезвычайно велико (соизмеримо с полным сечением реакции) и, следовательно, образование легких частиц является характерной чертой процесса ядро-ядерного столкновения, полное понимание которого невозможно без понимания механизма образования этих частиц. Во-вторых, как показали экспериментальные исследования, свойства энергетических, массовых и угловых распределений испускаемых легких частиц оказались во многом неожиданными, а иногда и трудно объяснимыми. Наконец, твердо установлено, что значительная (иногда наибольшая) часть этих частиц испускается в начальной стадии взаимодействия двух ядер и, следовательно, несет непосредственную информацию о динамике этого взаимодействия, в отличие от продуктов распада составной системы, практически «забывающей» весь пройденный путь ее формирования.

В данном обзоре мы сосредоточили свое внимание главным образом на физически наиболее прозрачных и понятных экспериментальных закономерностях, подтвержденных в нескольких работах, стараясь выяснить, что мы уже знаем достаточно надежно и чего мы еще не знаем о механизмах образования легких частиц и о динамике взаимодействия двух ядер. Желаемой целью такого анализа является, прежде всего, планирование новых экспериментов, а также стимулирование развития новых теоретических подходов.

Поскольку наиболее полные экспериментальные данные по выходу легких частиц получены при низких и промежуточных энергиях, то основное внимание в данной работе уделено области энергий до 100 МэВ/нуклон.

1. ЧТО НАМ ИЗВЕСТНО ОБ ОБРАЗОВАНИИ ЛЕГКИХ ЧАСТИЦ (экспериментальные факты)

1.1. Инклюзивные спектры. Массовое распределение легких частиц.

При низких энергиях в ядро-ядерных столкновениях доминирует выход α -частиц и протонов (рис.1), причем на передних углах доминируют

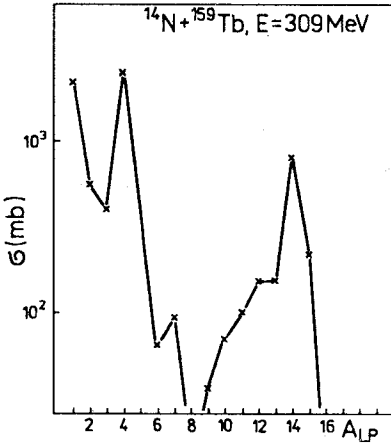


Рис. 1. Проинтегрированное по углам сечение выхода легких продуктов в реакции $^{14}\text{N} + ^{159}\text{Tb}$ при $E_N = 309$ МэВ [13] (для $A = 14$ без упругого рассеяния ^{14}N)

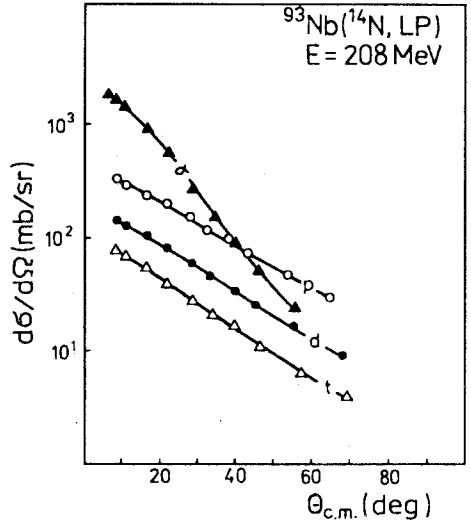


Рис. 2. Проинтегрированные по энергии угловые распределения легких частиц в реакции $^{93}\text{Nb}(^{14}\text{N}, \text{LP})$ при $E_{\text{лаб}} = 208$ МэВ [24]

именно α -частицы (рис.2). С увеличением энергии налетающего иона увеличивается выход всех легких частиц, однако при энергии более 100 МэВ/нуклон характер массового распределения резко изменяется — выход легких частиц монотонно убывает с увеличением их массы (рис.3), что может интерпретироваться как преобладание газовой фазы в области перекрытия двух ядер при этих энергиях.

Энергетическое распределение. Основной особенностью энергетических спектров легких частиц является то, что для передних и даже для боковых углов эти спектры намного жестче

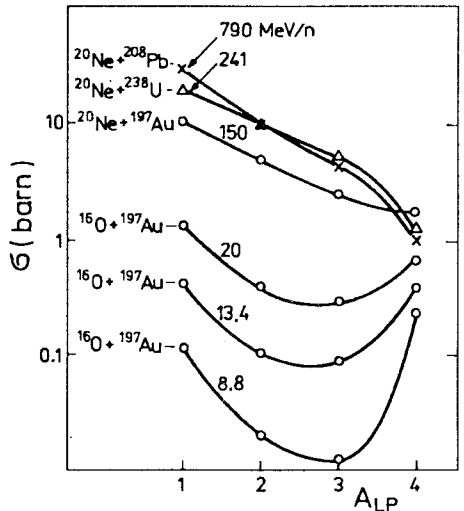


Рис. 3. Сечения выхода легких частиц в зависимости от энергии налетающего иона (числа около кривых, МэВ/нуклон) [25]

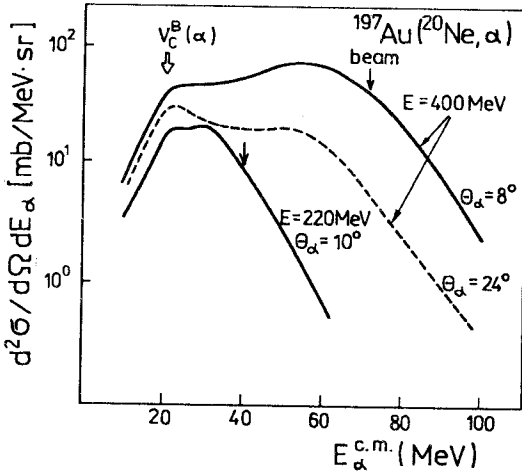


Рис. 4. Энергетические спектры α -частиц, образующихся в реакции $^{197}\text{Au}(^{20}\text{Ne}, \alpha)$ [3]. Стрелками показаны энергии α -частиц, соответствующие скорости пучка и высоте кулоновского барьера в выходном канале

испарительных (рис.4). На рис.5 для наглядности показаны распределения α -частиц по скоростям. Фактически, это те же энергетические спектры, представленные как функции скорости α -частицы на барьере:

$$\frac{v_\alpha(B)}{v_{\text{beam}}(B)} = \left(\frac{m_I}{m_\alpha} \frac{E_\alpha - V_c^B(\alpha)}{E_I - V_c^B(I)} \right)^{1/2}$$

Наконец, на рис.6 показаны энергетические спектры α -частиц, полученные в ЛЯР ОИЯИ, где специально исследовалась высокоэнергетическая часть этих спектров.

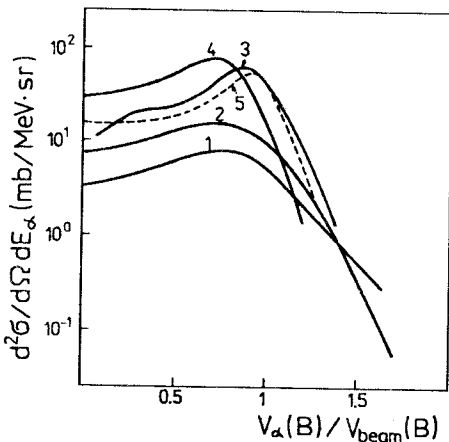


Рис. 5. Распределение α -частиц по скоростям в реакциях: $^{181}\text{Ta}(^{22}\text{Ne}, \alpha)$ ($E_I = 6.4$ МэВ/нуклон, $\vartheta_\alpha = 20^\circ$) [20] — 1; $^{181}\text{Ta}(^{22}\text{Ne}, \alpha)$ (8,1 МэВ/нуклон, 20°) [20] — 2; $^{93}\text{Nb}(^{14}\text{N}, \alpha)$ (15 МэВ/нуклон, 7°) [24] — 3; $^{197}\text{Au}(^{20}\text{Ne}, \alpha)$ (20 МэВ/нуклон, 8°) [3] — 4; $^{197}\text{Au}(^{14}\text{N}, \alpha)$ (35 МэВ/нуклон, $9,5^\circ$) [26] — 5

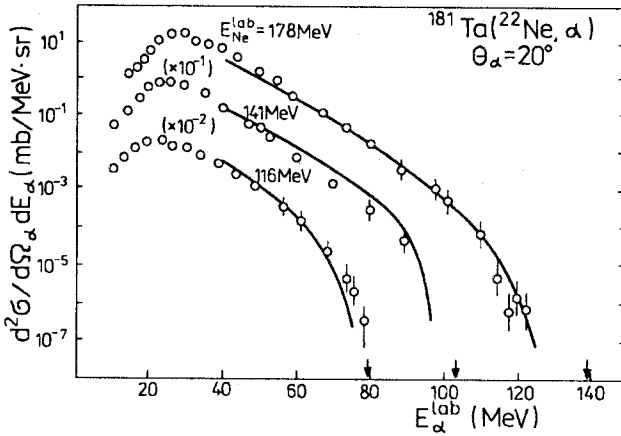


Рис.6. Энергетические спектры α -частиц в реакции $^{181}\text{Ta}(^{22}\text{Ne}, \alpha)$, измеренные при $\vartheta_\alpha = 20^\circ$ для трех разных энергий пучка: 116, 141 и 178 МэВ. Сплошные линии — теоретический расчет в модели диссипативной массивной передачи [99]

Сформулируем основные свойства инклюзивных энергетических спектров легких частиц.

1) Максимум спектра всегда расположен при скорости легкой частицы меньшей, чем скорость пучка: $v_{LP}^{OPT} < v_{beam}$, что свидетельствует о заметной роли релаксационных процессов на стадии вылета легких частиц.

2) С увеличением энергии пучка E_I пик двойного дифференциального сечения выхода легких частиц смещается в сторону энергии, соответствующей скорости пучка ($v_{LP}^{OPT} \rightarrow v_{beam}$), однако и при энергии в несколько десятков МэВ/нуклон в спектре направленных вперед легких частиц имеется значительная «диссипативная» часть ($V_c^B(\alpha) < E_\alpha < E_\alpha^{beam}$).

3) Чем меньше масса снаряда A_I , тем ближе подходит пик к v_{beam} (тем меньше «диссипативная» часть спектра).

4) С увеличением энергии налетающего иона максимум дифференциального сечения $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}(v_{LP}^{OPT})$ вначале быстро увеличивается (на порядок при переходе от $E_I = 5$ МэВ/нуклон к $E_I = 20$ МэВ/нуклон), а затем наблюдается определенное насыщение (рис.5).

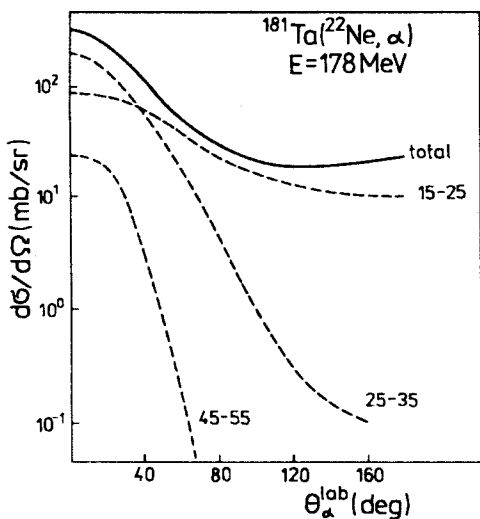


Рис. 7а. Угловые распределения α -частиц в различных энергетических интервалах (числа в МэВ около кривых), образующиеся в реакции $^{181}\text{Ta}(^{22}\text{Ne}, \alpha)$ при $E_{\text{лаб}} = 178$ МэВ [20]. Скорости пучка соответствует энергия $E_{\alpha} \approx 30$ МэВ

образование конечного ядра в основном состоянии), причем в самом конце этого спектра наблюдается резкий перелом (рис.6).

Угловые распределения легких частиц. При надбарьерных энергиях налетающего иона возникающие в реакции легкие частицы имеют общую направленность вперед: тем большую, чем больше их энергия (рис.7а). В инклюзивных угловых распределениях легких частиц фактически не проявляется угол касательного столкновения, отчетливо наблюдаемый в распределениях тяжелых фрагментов. Это может свидетельствовать о более широком диапазоне прицельных параметров снаряда,

5) Для не очень высоких энергий ($E_i \leq 8$ МэВ/нуклон) энергетический спектр легких частиц распространяется вплоть до двухтельного кинематического предела (соответствующего слиянию остатка снаряда ($I-LP$) и мишени с образованием легкого ядра. Падение экспериментального сечения на несколько порядков при переходе от передних углов к боковым в угловом распределении легких частиц со скоростями, близкими к скорости пучка (т.е. в максимуме энер-

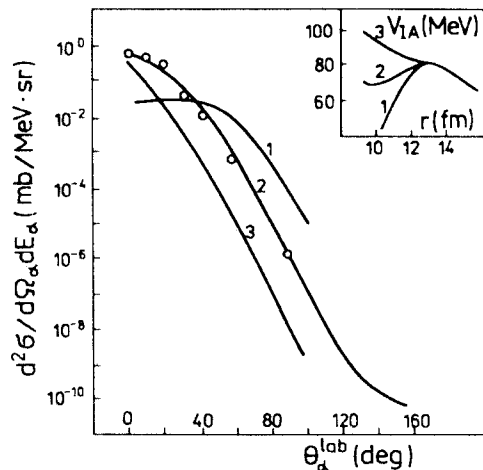


Рис. 7б. Чувствительность углового распределения легких частиц к виду межъядерного взаимодействия в области за кулоновским барьером в модели диссипативной массивной передачи [99]

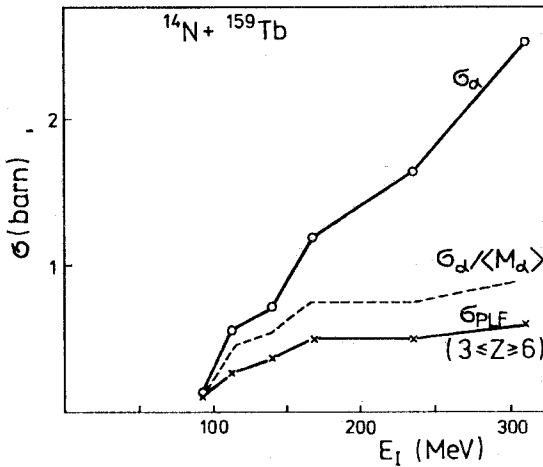


Рис. 8. Проинтегрированное по углам сечение выхода α -частиц и снарядоподобных фрагментов с $3 \leq Z \leq 6$ в реакции $^{14}\text{N} + ^{159}\text{Tb}$ в зависимости от энергии пучка [15]

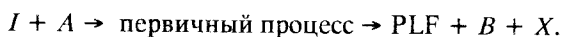
гетического спектра), неоспоримо свидетельствует о неравновесном механизме их образования в начальной стадии реакции до полной релаксации кинетической энергии.

Мы смогли бы получить гораздо больше информации из угловых распределений легких частиц, если бы удалось их измерить не только в выделенных энергетических окнах, но и в достаточно узких окнах переданного конечному ядру углового момента.

Зависимость выхода легких частиц от энергии налетающего иона. К сожалению, было сделано слишком мало систематических измерений выхода легких частиц в широком диапазоне начальных энергий для одной и той же пары сталкивающихся ядер. На рис.8 показаны проинтегрированные по углам полные сечения выхода α -частиц в реакции $^{159}\text{Tb} (^{14}\text{N}, \alpha)$ в зависимости от энергии налетающего иона [15]. Резкое увеличение выхода α -частиц с ростом начальной энергии в области $E_N \leq 10$ МэВ/нуклон, безусловно, связано с выходом в надбарьерную область, т.е. с преодолением кулоновской экранировки полного геометрического сечения сталкивающихся ядер. Дальнейшее увеличение выхода α -частиц с ростом E_N связано с увеличением их множественности, растущей с E_N пропорционально самому сечению σ_α [15].

1.2. Совпадения с характеристическим излучением конечных ядер [12—16,21,28]. На первый взгляд, в экспериментах по регистрации легких частиц в совпадении с характеристическим KX -излучением конечного ядра можно было бы непосредственно выделить различные каналы реакции и тем самым установить механизм образования легких частиц. Однако это не удается сделать при достаточно высоких энергиях, поскольку время высвечивания KX -излучения намного превышает характерное ядерное время (в том числе, видимо, и время жизни составного ядра), что не позволяет нам «разглядеть» первичный процесс. Тем не менее KX -методика может дать массу полезной информации, особенно при низких энергиях, когда энергия возбуждения продуктов реакции не очень высока.

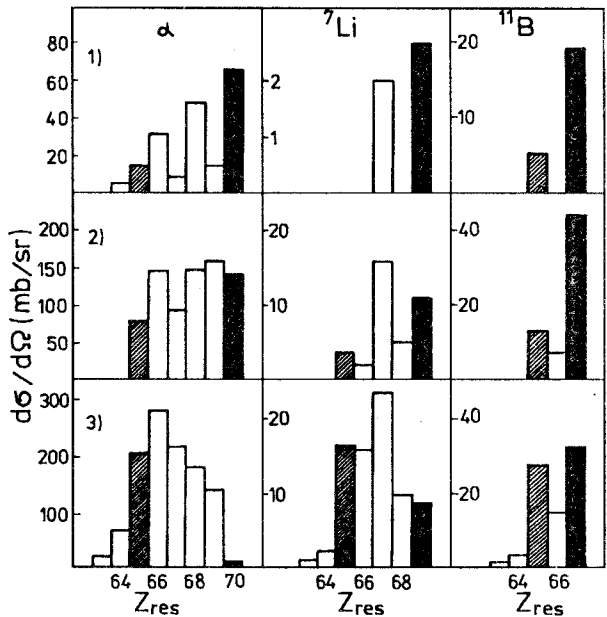
Рассмотрим процесс столкновения снаряда I с мишенью A с регистрацией легкого фрагмента PLF и характеристического KX -излучения (т.е. заряда) тяжелого ядра остатка B .



В этом эксперименте нам известен заряд $\Delta Z = Z_I + Z_A - Z_{\text{PLF}} - Z_B$, уносимый одной или несколькими частицами X , которые могут образоваться либо в результате фрагментации снаряда (или распада возбужденного первичного фрагмента $\text{PLF}_{\text{пр}}^*$), либо в результате испарения из первичного возбужденного тяжелого ядра $B_{\text{пр}}^*$. Заметим, что сечение в канале с $\Delta Z = 0$, например, соответствует лишь нижней границе первичного бинарного процесса, а сумма каналов с $Z_B \leq Z_A$, наоборот, соответствует верхней границе упругого и неупругого процесса фрагментации налетающего иона. На рис.9 представлены парциальные сечения выхода различных легких фрагментов, образующихся в реакции $^{14}\text{N} + ^{159}\text{Tb}$ и сопровождаемых конечным ядром с зарядом Z_B [14, 15].

Мы видим, таким образом, что при данных энергиях в образовании легких частиц основной вклад вносят каналы с передачей заряда ($Z_B > Z_A$). При низких же энергиях доминирует именно бинарный механизм массивной передачи (или неполного слияния), т.е. $Z_B = Z_A + Z_I - Z_{\text{PLF}}$. То, что α -частицы, образующиеся в бинарном процессе, не являются испарительными, убедительно доказано в работе [21], в которой был тщательно измерен энергетический спектр α -частиц в совпадении с KX -излучением, соответствующим $Z_B = Z_A + Z_I - Z_{\alpha}$, в реакции $^{22}\text{Ne} + \text{Ta} \rightarrow \alpha + \text{Tl} + \text{хл}$ при $E_{\text{Ne}} = 155$ МэВ. Было показано,

Рис. 9. Парциальные дифференциальные сечения выхода легких фрагментов (в совпадении с фиксированным зарядом конечного ядра) в реакции $^{14}\text{N} + ^{159}\text{Tb}$ при различных начальных энергиях: 1) 115 МэВ, $\vartheta_{\text{PLF}} = 30^\circ$, 2) 165 МэВ, 20° , 3) 236 МэВ, 20° [14]. Заполненные прямоугольники соответствуют нижней границе бинарного процесса ($\Delta Z = 0$, т.е. $Z_{\text{res}} = Z_A + Z_{\text{proj}} - Z_{\text{LP}}$), а заштрихованные — $Z_{\text{res}} = Z_A$



что этот спектр намного жестче испарительного и близок к инклюзивному спектру α -частиц. Второй вывод, который можно сделать из рис.9, состоит в том, что процессы развала (фрагментации) налетающего иона, не сопровождаемые передачей заряда (т.е. $Z_B \leq Z_A$), вносят не очень большой вклад в выход легких частиц при энергиях $E \leq 20$ МэВ/нуклон и углах $\vartheta_\alpha \geq 20^\circ$. В работах [12—16] сделан целый ряд других достаточно интересных выводов о механизме образования легких частиц, которые мы здесь не приводим, поскольку они основаны на дополнительных (хотя и вполне разумных) предположениях относительно распада возбужденных первичных продуктов и природы «потерянного» заряда ΔZ .

1.3. Совпадения с нейтронами [4—6,27]. Количество испарительных нейтронов однозначно связано с энергией возбуждения конечного ядра. Следовательно, α -частицы, сопровождаемые низкой множественностью нейтронов M_n , образуются в периферических процессах развала снаряда (прямого или последовательного) с малой передачей энергии и массы ядру-мишени. Напротив, α -частицы, сопровождаемые большим количеством нейтронов, образуются в процессах с большим перекрытием сталкивающихся ядер. На рис.10 показано распределение измеренной в

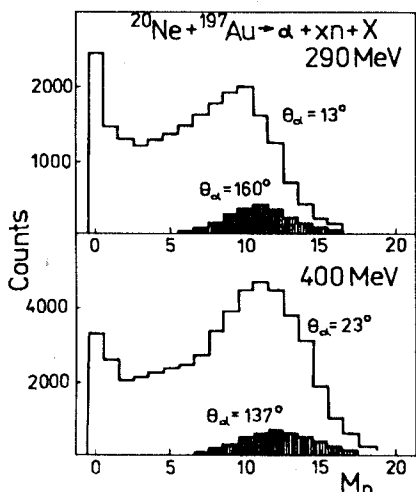


Рис. 10. Распределение множественности нейтронов, сопровождающих α -частицу в реакции $^{20}\text{Ne} + ^{197}\text{Au} \rightarrow \alpha + xn + X$ [5]

реакции $^{20}\text{Ne} + ^{197}\text{Au}$ множественности нейтронов, испущенных вместе с α -частицей [5].

Используя эти данные, можно выделить три компоненты в инклюзивном выходе α -частиц (рис.11):

1) изотропная («испарительная») часть, которая не превышает нескольких процентов для передних углов;

2) «развалы» α -частицы;

3) «неравновесные», направленные вперед α -частицы, сопровождаемые большим количеством нейтронов.

Доля «развалных» α -частиц не превышает 40% от всех «неиспарительных» α -частиц при энергиях $E_{\text{Ne}} \leq 20$ МэВ/нуклон [5]. Энергетический спектр «развалных» α -частиц оказывается более широким по сравнению со спектром «неравновесных» α -частиц [5]. К сожалению, экспериментальные возможности не позволили снять эти спектры в достаточно широком диапазоне, в частности, их наиболее интересную жесткую часть.

1.4. Совпадения с γ -квантами [10,14,21,28—43]. Основная цель измерения множественности γ -квантов, сопровождающих вылет легкой частицы, — установить угловой момент, передаваемый ядру, и тем самым выяснить, в каких столкновениях исходных ядер (центральных или периферических) образуются преимущественно легкие частицы.

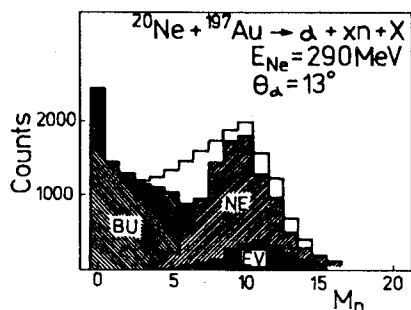
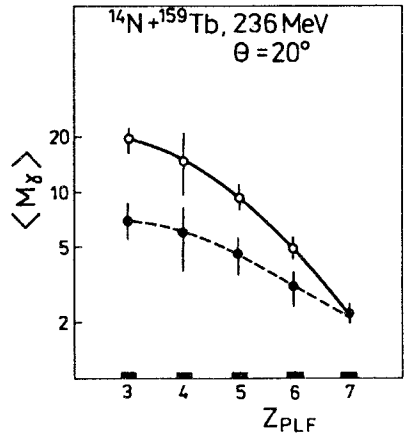


Рис. 11. Разделение нейтронной множественности в канале с вылетом α -частицы на три компоненты: EV — нейтроны, сопровождающие испарительные α -частицы (получено из счета на задних углах), NE — нейтроны, соответствующие «неравновесным» α -частицам (симметричный гауссиан в области центрального пика, полученный после вычитания испарительной части) и BU — «развальная» компонента в выходе α -частиц (оставшаяся часть при малых M_n) [5]

Рис. 12. Средняя γ -множественность в реакции $^{14}\text{N} + ^{159}\text{Tb}$ при $E = 236$ МэВ и $\vartheta_{\text{PLF}} = 20^\circ$ в зависимости от заряда регистрируемого фрагмента. Верхняя кривая соответствует бинарному процессу $\Delta Z = (Z_A + Z_I) - (Z_B + Z_{\text{PLF}}) = 0$ (см. п.1.2), нижняя — каналу с фиксированным зарядом конечного ядра $Z_B = Z_A = 65$



На рис.12 показана зависимость средней γ -множественности от заряда легкого фрагмента, испущенного под углом 20° в реакции $^{14}\text{N} + ^{159}\text{Tb}$ при $E_N = 236$ МэВ [14]. Регистрация КХ-излучения позволила при этом выделить также заряд конечного ядра. Увеличение средней γ -множественности с ростом массы передаваемого от снаряда к мишени фрагмента (I —PLF) — верхняя кривая на рис.12 — однозначно свидетельствует о квазипрямом (быстром, малоступенчатом) и периферическом характере такой передачи: переданный угловой момент λ_{tr} пропорционален переданной массе $\Delta m_{\text{tr}} = m_I - m_{\text{PLF}}$. Нижнюю кривую на этом же рисунке, соответствующую $Z_B = Z_A$, интерпретировать гораздо сложнее. Канал с $Z_B = Z_A$ обусловлен как процессом развала налетающего иона (в этом случае сопряженные продукты $Z_{\text{PLF}} = 3$ и 4 , $Z_{\text{PLF}} = 5$ и 2 должны были бы иметь одинаковые значения M_γ), так и процессами передач с образованием высоковозбужденного первичного ядра $B_{\text{пр}}^*$, которое испаряет заряженные частицы и переходит в конечное ядро B , детектируемое с помощью КХ-излучения. Несмотря на очевидную периферичность обоих процессов, передаваемый в них угловой момент оказывается значительно меньшим, чем в периферическом процессе массивной передачи. В табл.1 представлены данные по средней γ -множественности в реакции $^{124}\text{Sn}(^{16}\text{O}, \alpha Xn)$ при $E_{\text{лаб}} = 90$ и 100 МэВ [42]. Среднее значение углового момента $\langle L_i \rangle$ во входном канале, соответствующее данной реакции, определялось из M_γ с учетом углового момента, уносимого α -частицей при скорости пучка $\approx \langle L_i \rangle m_\alpha / m_I$ и испарительными нейтронами.

Таблица 1. Средняя γ -множественность, измеренная в совпадении с быстрыми α -частицами, испущенными под углом $13,5 < \vartheta_\alpha < 37$ в реакции $^{16}\text{O} + ^{124}\text{Sn}$ [42]

Энергия, МэВ	Канал реакции	M_γ	σ_{M_γ}	$\langle L_i \rangle$
90	$(\alpha, 3n)$	13,4	7,3	32,4
	$(\alpha, 4n)$	12,7	5,5	29,4
100	$(\alpha, 4n)$	15,7	6,8	38,5
	$(\alpha, 5n)$	12,6	7,5	32,7

Два основных вывода можно сделать из анализа этих данных.

1) Среднее значение прицельного параметра $\langle b_i \rangle = \langle L_i \rangle / k_i$ в канале с вылетом легких частиц соответствует периферическим, но не предельно касательным столкновениям: $\langle b_i \rangle \approx 4,2$ фм $< b_{gr} \approx 6$ фм при $E = 90$ МэВ.

2) Ширина γ -множественности и, следовательно, ширина L -окна канала с вылетом быстрых легких частиц оказывается очень большой: $\sigma_{M_\gamma} / M_\gamma \approx 0,5$ (что, вообще говоря, неудивительно, если учесть большую величину сечения выхода легких частиц).

На рис. 13 показана зависимость средней γ -множественности и извлеченного из нее переданного конечному ядру углового момента $\langle \lambda_{tr} \rangle$ от энергии испущенной вперед α -частицы в реакции $\text{Ta}(^{22}\text{Ne}, \alpha)$ при

$E_{\text{Ne}}^{\text{лаб}} = 155$ МэВ [20]. Пересчет переданного углового момента λ_{tr} во входной L_i (с учетом увеличения с ростом E_α углового момента, уносимого α -частицей) показывает, что среднее значение углового момента во

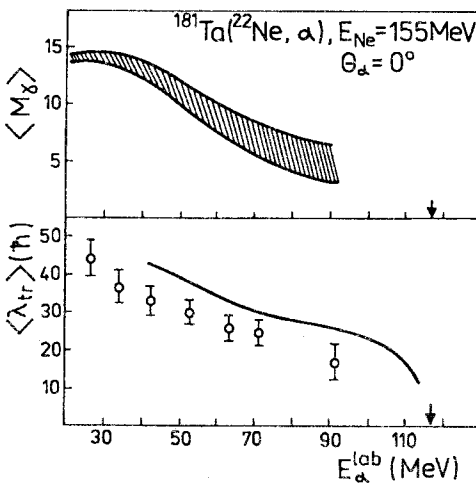


Рис. 13. Средняя γ -множественность и переданный в реакции угловой момент в зависимости от энергии испущенных под малыми углами α -частиц [21]. Теоретическая кривая — модель диссипативной реакции неполного слияния [99]

входном канале $\langle L_i \rangle$ достаточно слабо зависит от энергии вылетающей вперед α -частицы, сохраняясь на уровне $\approx 50 \hbar$, что несколько меньше $L_{grazing}$ для этой реакции.

1.5. Совпадения со снарядоподобными фрагментами [2, 7, 9, 11, 44—63]. Эксперименты по совпадению легких частиц с фрагментом-остатком позволяют непосредственно судить о роли процесса развала (фрагментации) налетающего иона в формировании быстрых легких частиц и о механизме самого развала (упругий, неупругий, прямой, последовательный?). Интерпретация таких экспериментов, однако, чрезвычайно сложна, т.к. результаты очень сильно зависят от углов вылета регистрируемых фрагментов, а различные механизмы развала (например, прямой и последовательный) имеют фактически одни и те же закономерности. Кроме того, без использования 4π -детекторов очень сложно выполнить интегрирование по всем углам (в плоскости реакции и вне ее) сопряженного легкой частице фрагмента для того, чтобы извлечь абсолютное значение сечения развала и его долю в инклюзивном выходе легких частиц в зависимости от их энергии и угла вылета.

На рис.14 показан относительный выход снарядоподобных фрагментов в совпадении с α -частицей в реакции $^{20}\text{Ne} + ^{93}\text{Nb} \rightarrow \alpha + \text{PLF} + X$ при $E_{\text{Ne}} = 30$ МэВ/нуклон. На рис.15 — полученный из кинематических соображений спектр суммарного возбуждения мишени и снаряда в чисто развальном канале $^{20}\text{Ne} + ^{93}\text{Nb} \rightarrow ^{16}\text{O} + \alpha + X$, а на рис.16 — аналогичный спектр для выходного канала $^{12}\text{C} + \alpha$ в той же реакции, который можно интерпретировать как развал возбужденного ядра $^{16}\text{O}^*$, полученного в результате передачи α -частицы. Суммарная энергия возбуждения E_{tot}^* , т.е. энергия, диссипированная во входном канале, определяется в предположении о трехтельной кинематике [60]:

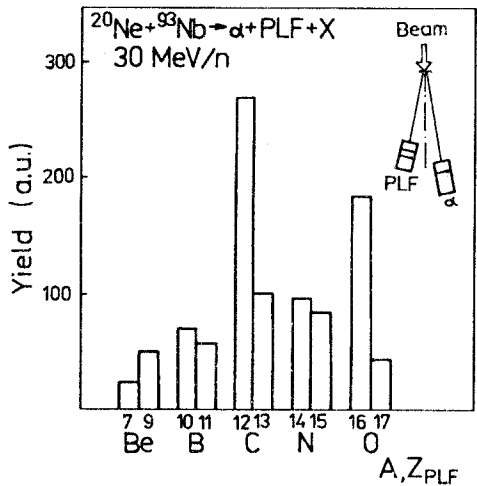


Рис. 14. Выход легких фрагментов в совпадении с α -частицей в реакции $^{20}\text{Ne} + ^{93}\text{Nb} \rightarrow \alpha(8,5^\circ) + \text{PLF}(-8,5^\circ) + X$ при энергии пучка 30 МэВ/нуклон [60]

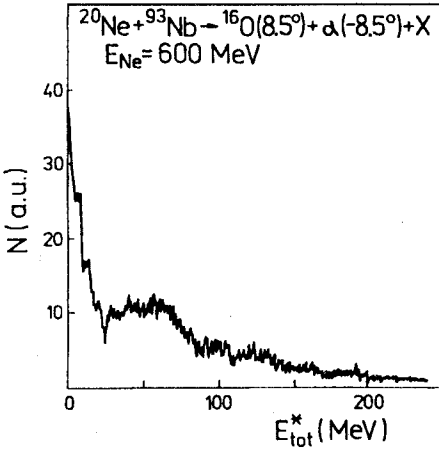


Рис.15. Спектр полной энергии возбуждения в реакции $^{20}\text{Ne} + ^{93}\text{Nb} \rightarrow ^{16}\text{O}(8,5^\circ) + \alpha(-8,5^\circ) + X$ при энергии $E_{\text{Ne}} = 600$ МэВ в предположении о трехтельной кинематике процесса [60]

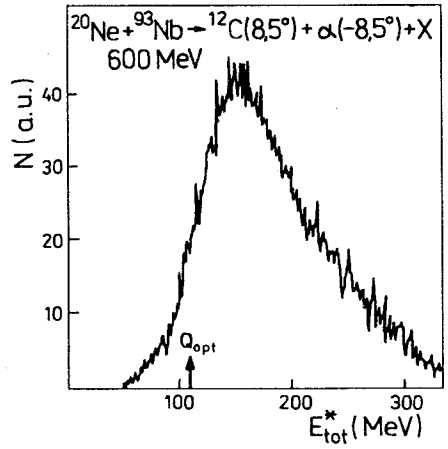


Рис.16. Спектр диссипированной во входном канале энергии в реакции $^{20}\text{Ne} + ^{93}\text{Nb} \rightarrow ^{12}\text{C}(8,5^\circ) + \alpha(-8,5^\circ) + X$ при $E_{\text{Ne}} = 600$ МэВ [60]

$$E_{\text{tot}}^* = E_{\text{PPLF}}^* + E_{\text{TLF}}^* = \\ = \left[E_{\text{rel}}^{\text{LP,PLF}} - Q_{\text{PPLF}} \right] + \left[E_{\text{proj}} - (E_{\text{PLF}} + E_{\text{LP}} + E_{\text{TLF}}) + Q_{\text{ggg}} \right],$$

где $E_{\text{rel}}^{\text{LP,PLF}}$ — энергия относительного движения легкой частицы регистрируемого фрагмента, $Q_{\text{PPLF}} = m_{\text{PPLF}} - m_{\text{LP}} - m_{\text{PLF}}$, $\text{PPLF} = \text{LP} + \text{PLF}$, $Q_3 = -[E_{\text{proj}} - (E_{\text{PLF}} + E_{\text{LP}} + E_{\text{TLF}})]$, $Q_{\text{ggg}} = (m_{\text{P}} + m_{\text{T}}) - (m_{\text{LP}} + m_{\text{PLF}} + m_{\text{TLF}})$. Наконец, на рис.17 показан Q_3 -спектр, характеризующий неупругость реакции $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au} \rightarrow \alpha + ^{12}\text{C} + X$ при $E_{^{16}\text{O}} = 424$ и 520 МэВ [59].

Несмотря на то, что регистрируемые частицы (LP и PLF) не обязательно являются первичными продуктами, приводимые данные позволяют сделать следующие выводы:

1) В совпадении с легкими частицами наблюдаются различные снарядоподобные фрагменты, причем совпадение с сопряженным продуктом (PLF = P - LP) не является доминирующим (рис.14). Это говорит о заметной роли процессов передач с последующим развалом возбужденного снарядоподобного фрагмента.

Рис. 17. Q_3 -спектр для реакции $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au} \rightarrow \alpha + ^{12}\text{C} + X$. α -частицы регистрировались фосвич-детекторами в области углов $4-14^\circ$ в плоскости реакции [59]

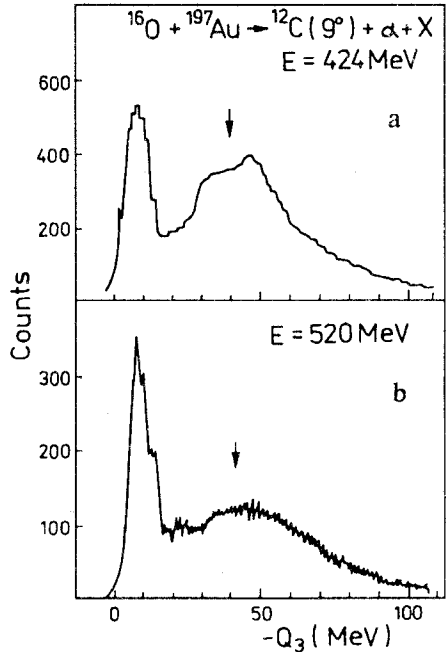
2) Наблюдаются как процессы «упругого» ($E_{\text{tot}}^* \approx 0$), так и «неупругого» (диссипативного) развала налетающего иона — рис.15 и 17. В реакции $^{83}\text{Nb} (^{20}\text{Ne}, ^{16}\text{O}, \alpha)$ доля упругого развала налетающего иона (квазиупругий пик на рис.15) оказывается удивительно малой: лишь около 25% от полного выхода коррелированных фрагментов $^{16}\text{O} - \alpha$. Заметим, что это соотношение сильно зависит от углов вылета легкой частицы LP и сопряженного фрагмента PLF.

3) Потеря энергии в процессе передачи с последующим развалом первичного снарядоподобного ядра оказывается намного больше, чем можно было ожидать в процессе прямой малонуклонной передачи (рис.16). Стрелка с отметкой Q_{opt} на этом рисунке соответствует оптимальному значению Q -реакции первичного двухтельного процесса $m_1 + m_2 \rightarrow m_3 + m_4$, полученному в предположении о прямой передаче нуклонов от снаряда к мишени без передачи импульса [64]:

$$Q_{\text{opt}} = -E_{\text{proj}} \frac{m_2(m_1 - m_3)}{m_1 m_4} \approx 115 \text{ МэВ.}$$

Фактически же диссипированная во входном канале энергия оказывается на несколько десятков мегаэлектронвольт больше (рис.17), что свидетельствует о существовании дополнительных механизмов потери энергии во входном канале, помимо потерь, связанных с передачей самих нуклонов.

Если ситуация с «упругим» и «неупругим» развалом более или менее ясна (наблюдаются и тот и другой, а их относительная роль определяется энергией и массой налетающего иона и углами вылета фрагментов), то разделение на два механизма развала — «прямой» и «последовательный»,



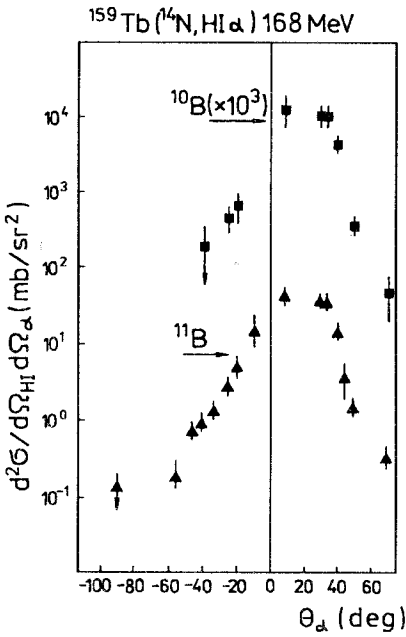


Рис. 18. Угловые корреляции α -частиц и снарядоподобных фрагментов в реакции $^{14}\text{N} + ^{159}\text{Tb} \rightarrow \alpha + \text{PLF} + \text{X}$ при $E_{\text{N}}^{\text{лаб}} = 168$ МэВ [11]

когда налетающий ион вначале возбуждается, а уже затем распадается на два фрагмента — нельзя считать однозначно установленным. На рис.18 показан один из первых результатов по угловой корреляции α -частиц со снарядоподобным фрагментом в реакции $^{14}\text{N} + ^{159}\text{Tb}$ при $E_{^{14}\text{N}} = 168$ МэВ [11]. Несимметричная часть углового распределения α -частиц обычно интерпретируется как последовательный развал возбужденного снарядоподобного фрагмента.

На рис.19 показаны аналогичные данные для реакции $^{20}\text{Ne} + ^{197}\text{Au} \rightarrow \alpha + ^{16}\text{O} + \text{X}$ при энергии 20 МэВ/нуклон [7]. Если для малых углов вылета тяжелого фрагмента ($\vartheta_{\text{PLF}} = 25^\circ$, рис.19) можно говорить о заметной роли последовательного развала, то для угла $\vartheta = 40^\circ$ ($> \vartheta_{\text{gr}}^{\text{in}} \approx 20^\circ$) в выходе α -частиц, коррелированных со снарядоподобным фрагментом, явно доминирует механизм непосредственного развала налетающего иона. Преобладающая энергия относительного движения для геометрии $\vartheta_\alpha = -7^\circ$, $\vartheta_{\text{PLF}} = 40^\circ$ оказы-

вается также очень большой: $E_{\text{opt}}^{\text{rel}} \approx 20$ МэВ [7].

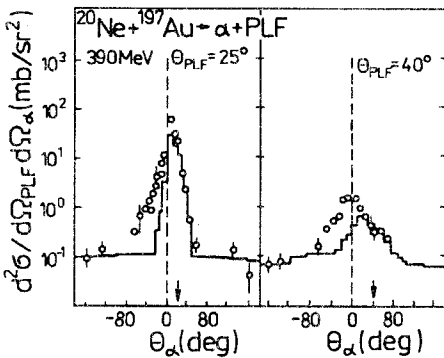
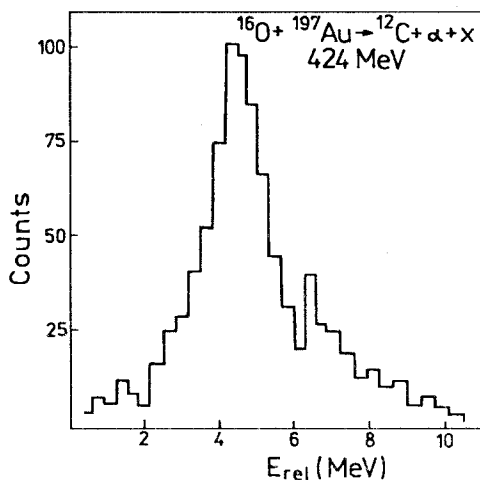
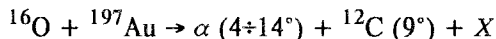


Рис. 19. Двойное дифференциальное сечение коррелированного выхода α -частиц и снарядоподобного фрагмента с $Z = 8$ в реакции $^{20}\text{Ne} + ^{197}\text{Au}$ при $E_{\text{N}}^{\text{лаб}} = 390$ МэВ [7]. Гистограмма представляет моделирование последовательного развала налетающего иона

Рис. 20. Энергетический спектр относительного движения α -частицы и ^{12}C в реакции $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au} \rightarrow \alpha(4+14^\circ) + ^{12}\text{C}(9^\circ) + X$ при энергии пучка 424 МэВ. Данные соответствуют области квазиупругого пика на рис.17,а [59]



Наконец, на рис.20 представлен спектр относительного движения «развалных» фрагментов в реакции



при энергии $E_{^{16}\text{O}} = 424$ МэВ [59], который, казалось бы, явно свидетельствует в пользу механизма последовательного развала возбужденного снаряда $^{16}\text{O}^*$ — пик при $E^{\text{rel}}(\alpha, ^{16}\text{O}) \cong 4,5$ МэВ можно интерпретировать как распад возбужденного состояния 2^+ при $E^* = 11,47$ МэВ в ^{16}O [55] (энергия разделения ^4He и ^{12}C в ^{16}O $E_{\text{sep}} \approx 7,15$ МэВ). Однако из опыта экспериментального и теоретического анализа развала более простой системы ^2H мы знаем, что в прямом развале оптимальная энергия относительного движения также оказывается не равной нулю и близкой к энергии связи фрагментов. Заметим также, что ширина пика на рис.20 достаточно велика (распределение по $E_{\text{rel}}^{\text{LP,PLF}}$ вообще тем шире, чем больше неупругость реакции [7,61]), а его положение близко к кулоновскому барьеру взаимодействия α -частицы и ^{12}C . Все это (а также отсутствие адекватных теоретических моделей) не позволяет нам однозначно выделить долю последовательного развала в совместном выходе двух снарядоподобных частиц.

1.6. Совпадение с другими легкими частицами [8,26,35,36,65,66]. В работах Симмсена и сотрудников [12—16] (в экспериментах, основанных на определении заряда конечного ядра с помощью характеристичес-

кого KX -излучения (см. п.1.2)), было показано, что в реакции $^{14}\text{N} + ^{159}\text{Tb}$ при $E_{^{14}\text{N}} = 6+22$ МэВ/нуклон большая часть направленных вперед легких частиц сопровождается другими легкими частицами (с $Z \leq 2$), а не снарядоподобными фрагментами (PLF с $Z \geq 3$). На самом деле ни снарядоподобные фрагменты, ни другие легкие частицы в совпадении с исходной легкой частицей в этих экспериментах не регистрировались. Вместо этого определялись парциальные сечения выхода фрагментов в совпадении с различными конечными ядрами в реакции

$$^{14}_7\text{N} + ^{159}_{65}\text{Tb} \Rightarrow \text{PLF} + B(KX) + X,$$

$$Z_{\text{proj}} + Z_{\text{targ}} = Z_{\text{PLF}} + Z_B + \Delta Z.$$

Типичная матрица таких сечений представлена в табл.2.

Таблица 2. Парциальные сечения выхода различных фрагментов (мб/ср) при $E_N^{\text{лаб}} = 236$ МэВ и $\vartheta_{\text{PLF}} = 20^\circ$ в каналах с фиксированным значением заряда конечного ядра

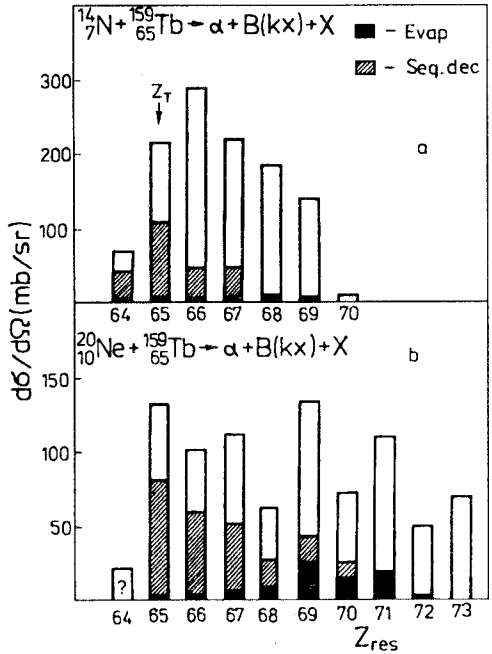
PLF	Z_{res}	64	65	66	67	68	69	70
α		71	215	290	220	185	140	7
Li		9	23	24	40	15	16	
Be		2	7	20	12	8		
B		6	46	25	57			
C		18	105	158				
N		11	232					

Дальнейший анализ этих данных основывается на следующих предположениях [15]:

(а) Выход снарядоподобных фрагментов с $Z_{\text{PLF}} \geq 3$ в небинарных каналах с $\Delta Z \neq 0$ обусловлен p - или α -распадом первичного возбужденного фрагмента (при этом α -распад превалирует над $2p$ -распадом). Например, выход бора в канале с $Z_{\text{res}} = 66$ ($\sigma \cong 25$ мб/ср, см. табл.2) обусловлен протонным распадом первичного возбужденного ядра углерода. Таким образом, полное сечение выхода *первичных* ядер углерода, например,

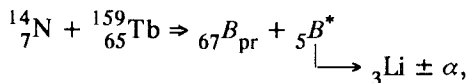
Рис. 21. Парциальные сечения выхода α -частиц в совпадении с характеристическим излучением конечного ядра (Z_B). Темные прямоугольники — «испарительные» (изотропные) α -частицы, заштрихованные — неравновесные α -частицы, сопровождаемые снарядоподобными фрагментами с $Z \geq 3$, оставшаяся часть соответствует каналам, в которых наблюдаются лишь легкие заряженные частицы с $Z \leq 2$.

a) Реакция $^{159}\text{Tb}(^{14}\text{N}, \alpha)$ при энергии пучка 236 МэВ и $\vartheta_\alpha = 20^\circ$ [15], б) — реакция $^{159}\text{Tb}(^{20}\text{Ne}, \alpha)$ при $E_{\text{Ne}} = 294$ МэВ и $\vartheta_\alpha = 25^\circ$ (с поправкой на испарение заряженных частиц) [16]



(б) Испарением заряженных частиц из первичного возбужденного мишенеподобного ядра B_{pr} , как источником процессов с $\Delta Z \neq 0$, можно пренебречь.

Оба предположения (особенно б)) не являются бесспорными. Тем не менее мы приведем здесь основанные на них выводы [15], позволяющие хотя бы приблизительно выполнить разложение полного сечения выхода легких частиц по различным (пусть и плохо определенным) каналам. Используя предположение (а), мы можем из всех испущенных вперед α -частиц в канале с данным Z_{res} выделить «испарительные» α -частицы (взяв просто их выход в этом же канале на больших углах) и α -частицы, сопровождаемые снарядоподобным фрагментом с $Z \geq 3$. Например, сечение выхода всех α -частиц (при $\vartheta_\alpha = 20^\circ$) в канале с $Z_{res} = 67$ равно 220 мб/ср (см. табл.2). Однако сечение выхода ядер Li в этом же канале равно 40 мб/ср. Предполагая, что ядра Li в канале с $Z_{res} = 67$ ($\Delta Z = 2$) образуются в результате распада первичного возбужденного ядра бора:



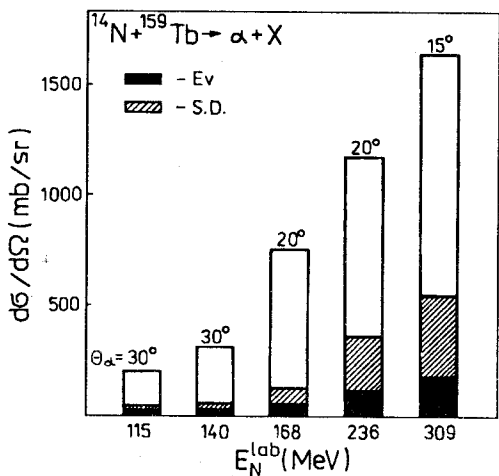


Рис. 22. Разложение инклюзивного выхода α -частиц на передних углах в реакции $^{14}\text{N} + ^{159}\text{Tb}$ на три компоненты (обозначения те же, что и на рис.21) [15]

мы получаем сечение 40 мб/ср для выхода α -частиц, сопровождаемых ядрами Li (следуя [15] обозначим это сечение σ_{SD}^α). Оставшееся сечение $(220 - 40 - \sigma_{EV}(\alpha))$ соответствует α -частицам, сопровождаемым лишь другими легкими частицами с $Z = 1, 2$.

На рис.21 показано выполненное таким образом разложение полного сечения выхода испущенных вперед α -частиц по различным каналам в реакциях $^{14}\text{N} + ^{159}\text{Tb}$ [15] и $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$ [16]. На рис.22 представлен инклюзивный выход α -частиц (как сумма по всем конечным ядрам) в зависимости от энергии налетающего иона. Мы видим, что для сравнительно легких ионов (таких, как ^{14}N) в области энергий 6÷22 МэВ/нуклон основным источником испущенных вперед α -частиц являются процессы передач ($Z_B > Z_A$) с появлением в выходном канале лишь легких частиц с $Z \leq 1, 2$. Доля же развала налетающего иона (с выходом в конечном канале

наряду с α -частицей еще одного снарядоподобного фрагмента с $Z \geq 3$) хотя и увеличивается с ростом начальной энергии, но не превышает 25% от $\sigma_{tot}(\alpha)$ — рис.21.

На рис.23 показаны парциальные сечения каналов с

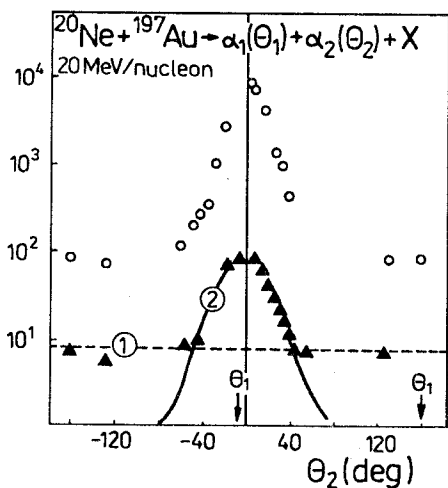
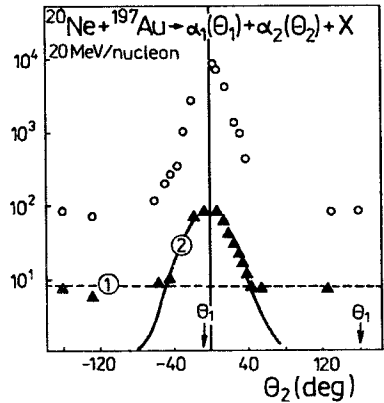


Рис. 23. Парциальные сечения каналов, в которых испускаются только легкие заряженные частицы (равновесные и неравновесные) с зарядом $Z = 1, 2$. Внизу указаны предполагаемые комбинации испускаемых легких частиц [15]

Рис. 24. Проинтегрированное по энергии двойное дифференциальное сечение одновременного выхода двух α -частиц в реакции $^{20}\text{Ne} + ^{197}\text{Au} \rightarrow \alpha_1(\vartheta_1) + \alpha_2(\vartheta_2) + X$ при энергии пучка 20 МэВ/нуклон. Лабораторный угол вылета первой α -частицы указан стрелкой: $\vartheta_{\alpha_1} = -7^\circ$ (O), $\vartheta_{\alpha_1} = 160^\circ$ (\blacktriangle) [8]



выходом одних только легких частиц ($Z = 1, 2$) при различных энергиях пучка. Мы видим, таким образом, что при низких энергиях доминирует бинарный процесс массивной передачи с выходом лишь одной (неиспарительной) α -частицы. С ростом энергии суммарная множественность легких частиц быстро увеличивается, оценить же роль первичных процессов, в которых они образуются, становится намного сложнее из-за большой энергии возбуждения первичных ядер.

Подчеркнем еще раз, что результаты, представленные на рис.21—23, не получены в прямом эксперименте, а основаны на дополнительных предположениях (а) и (б).

На рис.24 показано проинтегрированное по энергии двойное дифференциальное сечение одновременного выхода двух α -частиц (в одной плоскости) как функция угла одной из них при фиксированном (переднем и заднем) угле другой. Используя эти данные, можно оценить вклад различных процессов в инклюзивный выход α -частиц [8] (суммарный одновременный выход двух α -частиц в этой реакции составляет 1100 мб).

1) *Полное слияние* с испарением двух (или большего числа) α -частиц можно извлечь из изотропной части угловых распределений («платформа» для случая $\vartheta_{\alpha_1} = 160^\circ$): $\sigma(\text{CF} \rightarrow 2\alpha) = (400 \pm 50)$ мб. Это значение можно сравнить с полным сечением слияния, оцененным для данной реакции в 800 мб [3].

2) *Неполное слияние* с одной вылетающей вперед α -частицей при слиянии остатка (здесь ^{16}O) с мишенью с последующим испарением еще одной α -частицы. Сечение этого процесса оценивается интегрированием переднего пика углового распределения при $\vartheta_{\alpha_1} = 160^\circ$ — рис.24 (в предположении об изотропном угловом распределении испарительной частицы α_2): $\sigma_{\text{ICF}}(1\alpha\text{-вперед} + 1\alpha\text{-испарит.}) = (500 \pm 60)$ мб. Два этих процесса почти исчерпывают ($2 \times 400 = 800$) мб полное сечение выхода

всех испарительных α -частиц, оцениваемое для этой реакции в 1600 мб [8].

Роль остальных возможных источников одновременного выхода двух α -частиц (распад ${}^8\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}^*$ и т.д.) оценивается не столь очевидно [8], поэтому мы не приводим здесь соответствующие числа. Заметим, наконец, что сравнительно большое сечение процесса (2) ставит под сомнение сделанное в [15] предположение (б) (см. выше).

1.7. Совпадение с осколками деления и регистрация тяжелых ядер-остатков [23,26,39,67—81]. По углу разлета осколков деления тяжелого конечного ядра в совпадении с легкой частицей можно легко судить о переданном этому ядру импульсу Δp_{tr} , т.е. о характере реакции, в которой образовалась данная легкая частица: $\Delta p_{\text{tr}} = p_{\text{beam}}$ — процесс полного слияния, $\Delta p_{\text{tr}} < p_{\text{beam}}$ — процесс неполного слияния, $\Delta p_{\text{tr}} \approx 0$ — касательное столкновение с последующим квазиупругим развалом снаряда.

Рассмотрим вначале более простой эксперимент такого рода с легким налетающим ионом. На рис.25 показан инклюзивный выход осколков деления при столкновении ${}^6\text{Li}$ с ${}^{238}\text{U}$ при $E_{6\text{Li}} = 150$ МэВ в зависимости от

угла разлета [72]. На рис.26 представлены энергетические спектры дейтронов и протонов в совпадении с осколками деления. Максимум спектра для передних углов вылета в точности соответствует переносной скорости, что обычно интерпретируется как указание на доминирующую роль процессов развала налетающего иона. В данном случае, однако, совершенно точно установлено (см. ниже), что основным источником дейтронов в этой реакции является процесс «массивной передачи» α -частицы от снаряда к ядру. Этот факт должен служить предостережением от неподтвержденных прямым экспериментом выводов, основанных на общих соображениях. Заметим также, что в случае таких легких ионов, как ${}^6\text{Li}$, роль диссипативных процессов оказывается намного меньше, если судить по резкому

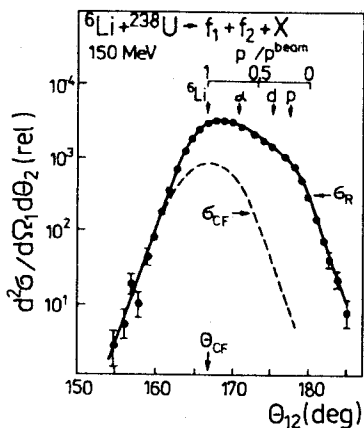
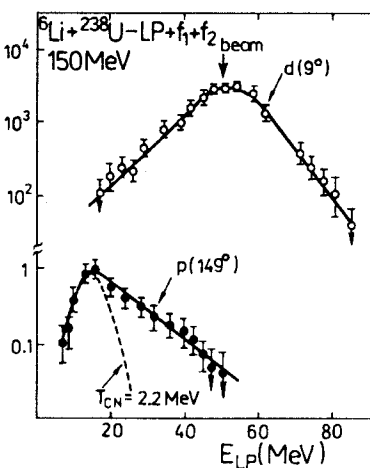


Рис. 25. Инклюзивный выход осколков деления в реакции ${}^6\text{Li} + {}^{238}\text{U}$ при $E_{6\text{Li}} = 150$ МэВ в зависимости от угла разлета.

Стрелками показаны оптимальные углы разлета при передаче ядру-мишени одного нуклона, дейтрона или α -частицы, а также при полном слиянии ядер. Штриховая линия представляет верхнюю границу сечения полного слияния, полученную из углового распределения вне плоскости реакции [72]

Рис. 26. Энергетический спектр дейтронов и протонов в совпадении с осколками деления в реакции ${}^6\text{Li} + {}^{238}\text{U} \rightarrow \text{LP} + f_1 + f_2$ при энергии пучка 150 МэВ. Штриховая линия — вычисленный испарительный спектр протонов в предположении о полном слиянии ядер ($T = 2,2$ МэВ) [72]



спадку сечения при $v_{\text{PLF}} < v_{\text{beam}}$ для малых углов.

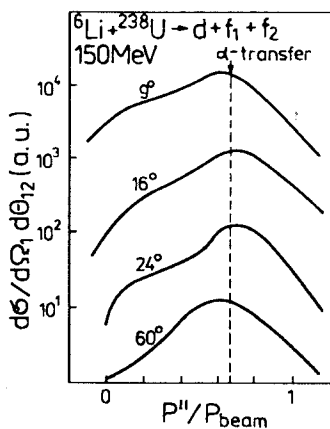
На рис. 27 представлен выход осколков деления конечного ядра в совпадении с дейтронами в зависимости от переданного этому ядру импульса, определяемого по углу разлета осколков. Из двух основных источников выхода дейтронов в данной реакции — процесса развала ${}^6\text{Li} \rightarrow \alpha + d$ и процесса неполного слияния ${}^{238}\text{U}({}^6\text{Li}, d)$ — доминирующим оказывается именно реакция передачи α -частицы. Процесс же развала налетающего иона вносит некоторый вклад лишь в области самых передних углов. Отметим также, что относительная роль канала неполного слияния становится все больше не только с ростом угла, но и с ростом энергии легких частиц [72].

Удобной характеристикой при анализе подобного рода реакций является величина

$$R = \frac{p^{\parallel}(\text{LP}) + p^{\parallel}(f_1 f_2)}{p_{\text{beam}}},$$

где $p^{\parallel}(\text{LP})$ и $p^{\parallel}(f_1 f_2)$ — продольные компоненты импульса легкой частицы и осколков деления. Близость R к единице означает полный учет образующихся в реакции

Рис. 27. Выход совпадающих с дейтроном осколков деления в реакции ${}^{238}\text{U}({}^6\text{Li}, d f_1 f_2)$ в зависимости от переданного конечному ядру импульса. Штриховая линия соответствует передаче ядру α -частицы [72]



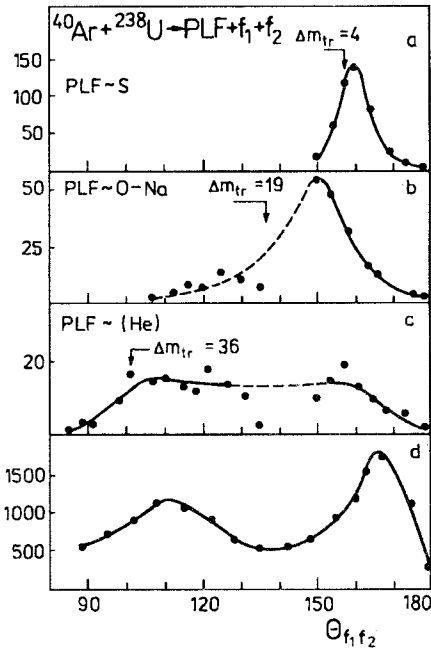
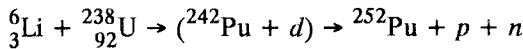


Рис. 28. Реакция $^{40}\text{Ar} + ^{238}\text{U} \rightarrow \text{PLF} + f_1 + f_2 + X$, $E = 27$ МэВ/нуклон. Корреляционная функция осколков деления в совпадении со снарядоподобными фрагментами, регистрируемыми при $\vartheta_{\text{PLF}} = 8^\circ$ (a—c), и их полный выход (d) в зависимости от угла разлета. Стрелками указаны оптимальные углы разлета осколков деления в предположении о двухтельной реакции неполного слияния. Линии проведены для наглядности [75]

частиц. В данном случае среднее значение $\langle R \rangle$ оказывается близким к единице для выхода дейтронов во всей передней области углов (что еще раз подтверждает доминирующую роль канала срыва α -частицы), и $\langle R \rangle \approx 0,84$ для выхода протонов. Это значение соответствует потере одного нуклона (со скоростью пучка), что указывает на важность канала

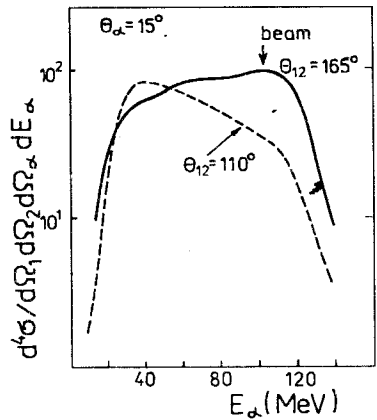


в образовании протонов [72]. Еще одной отличительной чертой выхода протонов является их чрезмерно жесткий (т.е. явно не испарительный) спектр на задних углах, показывающий, что далеко не всегда является справедливым предположение об испарительном характере всех легких частиц на задних углах.

Анализ аналогичных реакций, инициированных более тяжелыми налетающими ионами, безусловно, намного сложнее из-за большей множественности образующихся легких частиц. Очевидно, что эксперименты подобного рода наиболее удобно проводить с использованием 4 π -детекторов с анализом каждого события в отдельности, что позволило бы определить не только относительную роль отдельных каналов реакции, но и абсолютные значения их сечений.

На рис.28 показан инклюзивный выход осколков деления, а также их совпадения с различными вылетающими вперед снарядоподобными фрагментами в зависимости от угла разлета этих осколков. Мы видим, что в выходе фрагментов, близких по массе к снаряду, доминируют двух-

Рис. 29. Энергетические спектры α -частиц в совпадении с двумя осколками деления, испущенными в той же плоскости с углами разлета $110 \pm 6^\circ$ и $165 \pm 6^\circ$, $\vartheta_\alpha = 15^\circ$. Для наглядности показаны лишь линии, проведенные через совокупность экспериментальных точек [75]



тельные процессы передач, в которых остаток снаряда ($I - PLF$) сливается с мишенью. В образовании же легких фрагментов большую роль играют процессы, в которых значительная часть начального импульса уносится не сливающимися с мишенью и не регистрируемыми в данном эксперименте частицами. Как результат, в инклюзивном выходе осколков деления — рис.28,*d* — при данной энергии отчетливо наблюдаются два пика, соответствующие процессам слияния (полного или неполного) с $\Delta p_{tr} \approx p_{beam}$ (максимум при $\vartheta_{f_1 f_2} \approx 110^\circ$, $\Delta p_{tr}/p_{beam} \approx 80\%$) и процессам столкновения с малой передачей импульса (максимум при $\vartheta_{f_1 f_2} \approx 165^\circ$, $\Delta p_{tr}/p_{beam} < 10\%$).

Спектры α -частиц в совпадении с осколками при $\vartheta_{f_1 f_2} \approx 110^\circ$ и 165° показаны на рис.29. В отличие от реакций с легкими ионами (см. выше) в данном случае в касательных столкновениях с малой передачей импульса испускаются более энергичные α -частицы. Заметим, однако, что здесь снят спектр α -частиц лишь в области переносной скорости. Было бы интересно сравнить наиболее жесткую часть спектра легких частиц в реакциях с малой (касательные процессы фрагментации) и большой (более центральные процессы неполного слияния) передачей импульса.

С увеличением энергии наблюдается интересный эффект ослабления процессов передач и исчезновение соответствующей компоненты в угловых корреля-

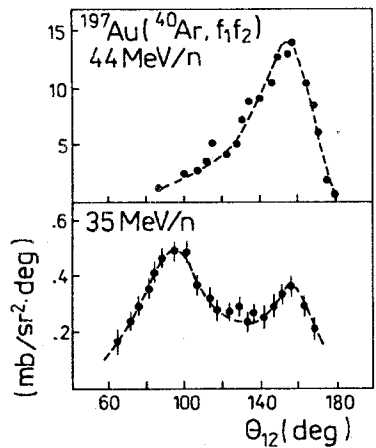


Рис. 30. Угловые корреляции осколков деления в реакции $^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$ при $E = 35$ МэВ/нуклон [71] и $E = 44$ МэВ/нуклон [82]

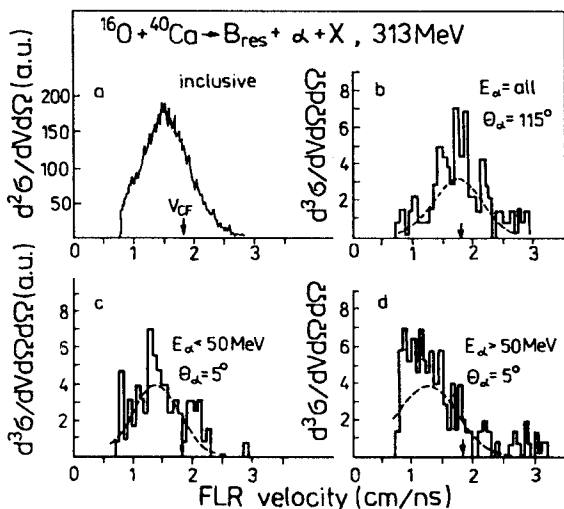


Рис. 31. Спектр скоростей тяжелых ядер остатков, регистрируемых при $\vartheta_{\text{HK}} = 15^\circ$. Гистограммы — эксперимент, сплошные линии — гауссиан подгонки. а) Инклюзивный спектр. б) Совпадения с α -частицами, испущенными под углом 115° . в) Совпадения с α -частицами с энергией меньше 50 МэВ (т.е. со скоростями, меньшими скорости пучка) при $\vartheta_\alpha = 5^\circ$. д) Совпадения с α -частицами с $E_\alpha > 50$ МэВ ($v_\alpha \geq v_{\text{beam}}$) при $\vartheta_\alpha = 5^\circ$. Стрелкой указана скорость составного ядра в предположении о полном слиянии [77]

лящих осколков деления. На рис.30 показаны соответствующие распределения в реакции $^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$ при энергии $E = 35$ МэВ/нуклон (когда процессы неполного слияния еще хорошо видны) и при $E = 44$ МэВ/нуклон.

Из положения максимума при $\vartheta_{f_1 f_2} \approx 94^\circ$ ($E = 35$ МэВ/нуклон) можно сделать вывод о передаче $\sim 74\%$ импульса снаряда, что соответствует приблизительно импульсу 188 МэВ/с на налетающий нуклон. Наблюдения такого рода привели к предположению о существовании *предельного* передаваемого импульса ($\sim 180+190$ МэВ/с на налетающий нуклон), не зависящего от энергии столкновения (по крайней мере, в области $27+44$ МэВ/нуклон) и от энергии возбуждения конечного ядра.

Другой возможностью определения переданного в реакции продольного импульса является измерение распределения по скорости тяжелых

ядер-остатков. На рис.31 показано инклюзивное распределение по скоростям всех тяжелых ядер-остатков, а также их распределение в совпадении с α -частицами при столкновении ядер ^{16}O с энергией 313 МэВ и ^{40}Ca .

Спектр скоростей тяжелых ядер-остатков (инклюзивный и в совпадении с вылетающими вперед α -частицами) сдвинут в сторону меньших скоростей по отношению к скорости составного ядра, которое могло бы образоваться в процессе полного слияния. Это означает, что доминирующими оказываются процессы неполного слияния или массивных передач. Обработка такого рода спектров может дать информацию о том, какая именно часть налетающего иона срывается на ядре-мишени. В работе [77], в частности, авторы пришли к выводу, что сдвиг спектра скоростей тяжелых ядер отдачи в совпадении с быстрыми вылетающими вперед α -частицами относительно скорости составного ядра слишком велик. Это можно объяснить, предположив, что основным источником быстрых α -частиц в данной реакции является процесс массивной передачи не ^{12}C , а лишь ^8Be с последующим распадом вылетающего вперед другого ядра ^8Be .

2. ЧТО ОБЫЧНО ПРЕДПОЛАГАЕТСЯ

(хотя явно не доказано и некоторые сомнения остаются)

2.1. Испарение легких частиц. Доля испарительных легких частиц определяется всегда самым простым образом: из предположения о том, что все частицы, испущенные на задних углах, — испарительные, а их угловое распределение — изотропно. Такая процедура приводит обычно к выводу о том, что приблизительно половина всех α -частиц, образующихся при столкновении тяжелых ионов в области энергий от 5 до 30 МэВ/нуклон, обусловлены испарением из тяжелого конечного ядра (см., например, [13] или [3] с учетом пересчета в [8]), несмотря на то, что для передних углов доля испарительных α -частиц ничтожно мала ($\leq 5\%$ при $E \sim 20$ МэВ/нуклон). Эти выводы считаются вполне надежными и, как правило, не оспариваются.

Мы хотим отметить здесь, что на задние углы могут испускаться не только испарительные легкие частицы, но и фрагменты, образующиеся в начальной стадии реакции, до достижения полного термодинамического равновесия в составном ядре. Особенно наглядно это проявляется при не очень высоких энергиях (≤ 10 МэВ/нуклон). Расчеты показывают, что даже в прямых одноступенчатых процессах массивных передач легкие частицы направлены преимущественно назад при околоразрывных энергиях $E - V_c^B \leq 1,5$ МэВ/нуклон, их угловое распределение практически

изотропно при $E - V_c^B \sim 1,5+2,5$ МэВ/нуклон и лишь при больших энергиях оно становится направленным вперед, сохраняя ненулевое значение на задних углах [83]. С ростом энергии прямые механизмы образования легких частиц дают, естественно, все большую направленность вперед. Однако диссипативные процессы, приводящие к торможению налетающего иона, а также потенциальные силы среднего поля, приводящие к отклонению на значительные углы как снаряда во входном канале; так и снарядоподобного фрагмента в выходном канале, вполне могут приводить к заметному выходу неравновесных легких частиц на больших углах.

Таким образом, оценка роли испарительных процессов в образовании легких частиц, сделанная на основании их выхода на задних углах, может оказаться завышенной, особенно в области энергий ≤ 10 МэВ/нуклон. Тем более неверными могут быть выводы об энергетическом пороге (~ 5 МэВ/нуклон над кулоновским барьером) в образовании неравновесных α -частиц [3]. По всей видимости, однако, нет никакой возможности (кроме теоретических расчетов) отделить медленные неиспарительные частицы от таких же испарительных.

2.2. Роль и механизм процесса развала. Развал налетающего иона на два легких фрагмента ($I \rightarrow a + b$) в поле ядра-мишени можно разделить на *упругий* и *неупругий* по величине диссипируемой в реакции кинетической энергии (см. рис.15 и 17) и на *прямой* (непосредственно в поле ядра-мишени A с «трехчастичной» динамикой $V_{aA} + V_{bA} + V_{ab}$) и *последовательный* (обусловленный взаимодействием V_{ab}) развал возбужденного иона I^* вдали от ядра мишени. Таким образом, можно выделить вклад четырех развальных процессов в выходе легких частиц a и, если *упругая* и *неупругая* компоненты отделяются достаточно надежно (см.п.1.5), то относительно *прямого* и *последовательного* механизма такой определенности нет. Часто утверждается, что доминирует именно неупругий процесс последовательного развала возбужденного иона I^* [2,7,9,11, 59,61] (хотя высказываются и противоположные утверждения [65,84]). Такой вывод делается обычно на основании энергетического спектра относительного движения E_{ab}^{rel} фрагментов a и b (см. п.1.5). Однако, как уже отмечалось, закономерности относительного движения фрагментов в прямом и последовательном процессе развала достаточно близки и отделить их друг от друга по этой характеристике весьма трудно, если вообще возможно. Кроме того, в работах [7,61] было показано, что при энергиях $20+40$ МэВ/нуклон в спектре относительного движения развальных фрагментов отчетливо наблюдается компонента с большими

значениями E_{ab}^{rel} , которая никак не может быть связана с механизмом последовательного развала.

Таким образом, мы можем констатировать лишь следующий факт: возможен *прямой* и *последовательный* развал налетающего иона в поле ядра-мишени; в настоящее время не удается установить однозначно долю того и другого механизма в зависимости от массы и начальной энергии снаряда и от углов вылета фрагментов.

Еще одной не решенной окончательно проблемой является вопрос об относительном вкладе всех развалных механизмов в полный выход легких частиц, т.е. вопрос о полном сечении процесса развала налетающего иона. На этот счет также имеются различные точки зрения, основанные на неполных экспериментальных данных и дополнительных модельных предположениях. Для того чтобы сделать однозначный вывод о полном сечении развала налетающего иона, необходимо проинтегрировать по всем углам вылета сопряженного легкой частице фрагмента (в плоскости и вне плоскости реакции). Ясно, что выполнить это без использования 4л-детекторов практически невозможно.

Для того чтобы установить относительный вклад чистого процесса развала (фрагментации) и процессов передач в выход снарядоподобных фрагментов, в работе [57] использовалась стенка из 72 пластиковых детекторов, перекрывающая область углов от 3° до 30° и регистрирующая (с идентификацией заряда) все легкие частицы с $Z \leq 8$, в совпадении со снарядоподобным фрагментом в реакции $^{40}\text{Ar} + \text{Ag}$ при энергии 35 МэВ/нуклон. На рис.32 показаны результаты таких совпадений для $Z_{PLF} = 16$, свидетельствующие о том, что даже при столь высокой энергии доминируют именно реакции передач (выход PLF без сопровождения легких частиц), а не процессы фрагментации. Заметим, что часть легких частиц с $Z = 1$ и $Z = 2$, наблюдаемых в совпадении с PLF, могут иметь испарительный характер (это можно было бы установить, отсекая легкие частицы с низкой энергией), и, тем самым, доля первичного двухтельного процесса передачи может быть еще больше. Данный эксперимент свидетельствует о

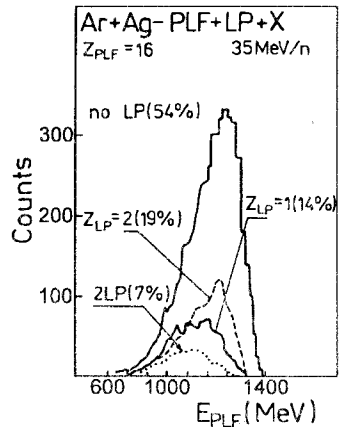


Рис.32. Энергетический спектр снарядоподобных фрагментов (PLF) с $Z = 16$, испущенных под углом $\vartheta_{PLF} = 5^\circ$, в совпадении с легкими частицами [57]

том, что наблюдаемые в инклюзивных спектрах легких частиц так называемые «фрагментационные» пики (при энергиях, соответствующих скорости пучка) на самом деле могут иметь более сложную природу.

2.3. Ослабление диссипативных процессов с увеличением энергии. Предполагается, что при низких энергиях (≤ 20 МэВ/нуклон) в столкновениях с тяжелыми ионами доминируют глубоконеупругие процессы с большой диссипацией кинетической энергии относительного движения, а при более высоких энергиях (≥ 40 МэВ/нуклон) диссипативные процессы проявляются слабее. В выходе легких частиц это проявляется в том, что максимум их спектра смещается все ближе к переносной скорости при увеличении энергии налетающего иона (см. п.1.1). Однако, несмотря на общую закономерность такого рода, при энергиях до 100 МэВ/нуклон максимумы спектров легких частиц находятся всегда при $v_{LP} < v_{beam}$ и, кроме того, в этих спектрах всегда наблюдается низкоэнергетическая «диссипативная» часть — тем бóльшая, чем больше потеря массы и больше угол вылета легкой частицы (т.е., чем больше переданный импульс).

На рис. 33 и 34 показаны спектры легких снарядоподобных фрагментов в реакциях $^{40}\text{Ar} + ^{68}\text{Zn}$ при $E = 20$ и 35 МэВ/нуклон [85] и $^{40}\text{Ar} + ^{238}\text{U}$ при $E = 100$ МэВ/нуклон [86].

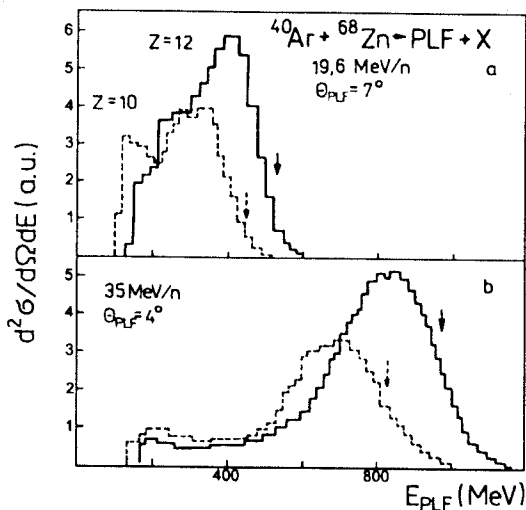


Рис.33. Энергетические спектры снарядоподобных фрагментов (с $Z = 10$ и $Z = 12$) в реакции $^{40}\text{Ar} + ^{68}\text{Zn}$ при $E = 19,6$ МэВ/нуклон (а) и 35 МэВ/нуклон (б). Стрелками указаны энергии, соответствующие скорости пучка [85]

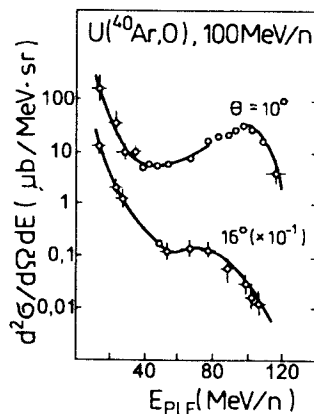


Рис.34. Энергетический спектр ядер кислорода в реакции $\text{U}(^{40}\text{Ar}, \text{O})$ при $E = 100$ МэВ/нуклон для двух углов вылета, превышающих угол касательного столкновения [86]

Таким образом, с увеличением энергии (≥ 40 МэВ/нуклон) все более заметными становятся «фрагментационные» процессы развала налетающего иона, однако в спектре снарядоподобных фрагментов и легких частиц явно наблюдается низкоэнергетическая компонента, которую естественнее всего связать с процессами диссипативного характера. В связи с этим возникает один из основополагающих вопросов физики тяжелых ионов: вплоть до каких скоростей относительного движения можно говорить о ядерном трении, какова скорость (или время) диссипации, наконец, каков механизм диссипации энергии относительного движения при низких и высоких скоростях?

2.4. Исчезновение (ослабление) процессов передач с увеличением энергии. На рис.35, заимствованном из [87], в импульсном пространстве схематически изображены сферы Ферми снаряда и мишени при различных скоростях относительного движения. Радиус штриховой окружности соответствует энергии ($\sim E_F + 8$ МэВ) последнего связанного состояния нуклона в мишени. Затемненная область перекрытия двух сфер отражает роль блокировки (за счет принципа Паули), которая становится все меньше с ростом энергии. Наконец, узкая заштрихованная область соответствует квазиупругим процессам срыва нуклонов в связанные состояния мишени. Из этого рисунка видно, что сечения таких процессов передач должны становиться все меньше с увеличением энергии налетающего иона. Этот вывод подкрепляется, например, данными по выходу осколков деления конечного ядра (рис.30), которые показывают, что компонента, соответствующая процессам полного и неполного слияния (большие переданные импульсы), постепенно исчезает с ростом энергии. По отношению к выходу легких частиц это означает, что при энергиях ≥ 100 МэВ/нуклон основным механизмом их образования должен быть механизм развала (фрагментации) налетающего иона, а процессами срыва (в том числе, процессом неполного слияния) можно полностью пренебречь.

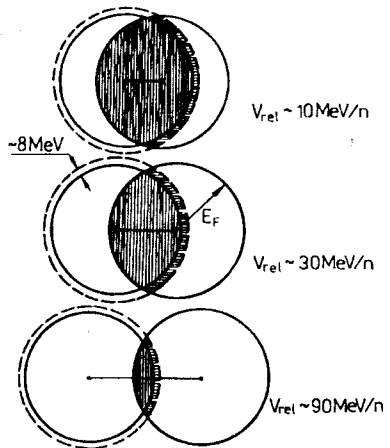


Рис.35. Положение двух сфер Ферми, отражающих импульсное распределение нуклонов в мишени и снаряде при различных энергиях их относительного движения. Штриховая окружность соответствует верхней границе связанных состояний нуклонов в мишени ($\sim E_F + 8$ МэВ) [87]

Однако, если при энергиях ~ 100 МэВ/нуклон диссипативные процессы все еще играют какую-то роль, то рассуждения, основанные на раздвижении двух фермиевских сфер, становятся неправомерными, поскольку, во-первых, фермиевское распределение в обоих ядрах значительно размывается с ростом их энергии возбуждения, а во-вторых, это раздвижение значительно сокращается за счет уменьшения скорости относительного движения. Таким образом, эксперименты по обнаружению процессов передач (и установлению их полного сечения) в области энергий ~ 100 МэВ/нуклон представляют значительный интерес. Явным образом это можно сделать, регистрируя, например, осколки деления с зарядом $Z_1 + Z_2 > Z_{\text{targ}}$, либо собирая все снарядоподобные фрагменты и неиспарительные легкие частицы с суммарным зарядом меньшим, чем заряд налетающего иона.

3. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ

Выполнить последовательный квантово-механический расчет выхода легких частиц при столкновении тяжелых ионов не представляется возможным в силу многочастичности и многоканальности задачи. Именно поэтому для этой цели было предложено довольно много полумикроскопических или полностью эмпирических подходов, основанных на тех или иных упрощенных моделях. Разумеется, ни одна из этих моделей не может количественно объяснить все наблюдаемые закономерности, в том числе абсолютные значения дифференциальных сечений. Такое состояние теории усугубляет и без того значительную неопределенность в интерпретации уже имеющихся экспериментальных данных, не позволяя делать надежные предсказания с целью планирования новых экспериментов. Тем не менее мы не сможем извлечь вообще никакой количественной информации, если не будем обрабатывать экспериментальные результаты в рамках какой-либо теоретической модели. Лучше иметь плохую теоретическую модель, чем никакой (хотя бы для того, чтобы узнать, чем же она плоха).

3.1. Фермиевское распределение и модель Гольдхабера [88]. В этой простейшей модели предполагается, что ядро-мишень выполняет в процессе развала (фрагментации) налетающего иона I роль зрителя, поддерживающего закон сохранения энергии. Зная импульсное распределение нуклонов в снаряде, можно вычислить аналогичное распределение для любого снарядоподобного фрагмента, сформированного случайным образом из нуклонов налетающего иона. В таком случае импульсное распределение фрагмента определяется выражением

$$W(p) \sim \exp\left(-\frac{p^2}{2\sigma^2}\right), \quad (1)$$

где

$$\sigma^2 = \sigma_0^2 \frac{A_I (A_I - A_a)}{A_I - 1}, \quad (2)$$

а приведенная ширина $\sigma_0 = P_F/\sqrt{5}$, где P_F — импульс Ферми. Очевидно, что дифференциальное сечение выхода частиц a будет иметь максимум под углом 0° и при энергии, соответствующей скорости пучка. Единственным управляющим параметром данной модели является ширина импульсного распределения σ_0 , которая может быть найдена из независимых экспериментов по рассеянию электронов на ядрах или из экспериментов по высокоэнергетической фрагментации налетающего иона. Эта величина оказывается равной 90—95 МэВ/с, что хорошо согласуется с модельным представлением об импульсном распределении нуклонов в ядре.

При $E \leq 100$ МэВ/нуклон данный упрощенный подход оказывается малоэффективным, что находит свое отражение в необходимости резкого уменьшения величины σ_0 , извлекаемой из подгонки энергетических спектров снарядоподобных фрагментов, с уменьшением энергии налетающего иона (вплоть до $\sigma_0 \sim 20$ МэВ/с при $E \sim 10$ МэВ/нуклон). Очевидной причиной такого положения является пренебрежение динамикой процесса, т.е. неучет реалистических взаимодействий фрагментов a и $b = I - a$ друг с другом и с ядром-мишенью, приводящих к существенно изменению в их угловом и энергетическом распределении.

3.2. Модель Фридмана [89]. В полуэмпирическом подходе Фридмана предполагается, что из-за эффектов «поглощения» фрагмент a формируется лишь из внешних нуклонов налетающего иона I , а его импульсное распределение в снаряде определяется не фермиевским распределением нуклонов, а волновой функцией в периферической области:

$$\Psi_a(r) \sim \frac{e^{-\mu r}}{r}, \quad (3)$$

т.е., в конечном итоге, энергией отделения фрагмента a из ядра I :

$$\mu = \left(\frac{2\mu_a}{h^2} E_s\right)^{1/2}, \quad \text{где } \mu_a = \frac{m_a(m_I - m_a)}{m_I} \text{ — приведенная масса. Предполагая, что величина } F(r)\Psi(r), \text{ где } F(r) \text{ моделирует поглощение на малых}$$

расстояниях, достигает максимума при некотором x_0 , и аппроксимируя эту величину симметричным гауссианом вблизи x_0 , можно вычислить соответствующее импульсное распределение, ширина которого определяется формулой

$$\sigma^2 = \frac{\mu}{2x_0} \left[1 + \frac{1}{\mu x_0} \right], \quad (4a)$$

или, с учетом кулоновских поправок,

$$\sigma^2 = \frac{\mu}{2x_0} \left[\frac{1 + \frac{y}{2}}{\sqrt{1+y}} + \frac{1}{\mu x_0} \right], \quad (4б)$$

где $y = \frac{Z_a(Z_I - Z_a)e^2}{x_0 E_s}$.

Значение ширин (4б), определяемых энергией отделения кластера E_s и радиусом обрезания x_0 , зависящим от размера данного кластера, оказывается несколько меньшим по сравнению с (2) и, следовательно, более близким к подгоночным (экспериментальным) значениям, в том числе при низких энергиях.

Развивая данную «периферическую» идеологию, Фридман предложил описывать относительный выход фрагментов с помощью выражения

$$\sigma(a) \sim S_a |\tilde{\Psi}_a(x_0^a)|^2, \quad (5)$$

где $S_a = \frac{Z_I! N_I!}{Z_a! Z_b! N_a! N_b!}$ — спектроскопический фактор фрагмента в снаряде I ($b = I - a$, $Z_{a,b,I}$ и $N_{a,b,I}$ — соответствующее число протонов и нейтронов). Волновая функция в периферической области имеет вид

$$|\tilde{\Psi}_a(x_0^a)|^2 = \frac{\exp[-2\mu_a(x_0^a - R_0^a)]}{R_0^a(x_0^a)^2}, \quad (6)$$

где величина R_0^a (несколько меньшая, чем параметр обрезания x_0^a) обеспечивает правильную нормировку волновой функции. Используя для R_0^a общее для всех фрагментов выражение $R_0^a = (1 - \beta)x_0^a$ с $\beta = 0,4$ и подходящие энергии отделения фрагментов, Фридман получил удовлетворительное описание относительных выходов изотопов в реакции с ^{16}O при 2 ГэВ/нуклон.

К недостаткам данного подхода следует отнести по-прежнему полное пренебрежение динамикой процесса. В данном подходе невозможно получить реалистическое описание угловых и энергетических распределений (а не просто ширин) снарядоподобных фрагментов, особенно при энергиях $E \leq 100$ МэВ/нуклон. Из изотопных распределений и подгонных ширин σ^2 количественно можно извлечь лишь малоинформативные (с точки зрения межъядерного взаимодействия) величины x_0^a и R_0^a . Однако общий вывод о том, что учет периферичности в реакциях с выходом снарядоподобных фрагментов улучшает согласие с экспериментом, явно заслуживает внимания.

3.3. Модель движущихся источников [86,90]. В этой эмпирической модели предполагается, что легкие частицы испаряются изотропно из движущегося параллельно скорости пучка источника. Предполагается также, что таких источников может быть несколько ($i = 1, 2, \dots, \nu$), а их температуры T_i и скорости v_i отличаются друг от друга и являются подгонными параметрами (вместе с нормировочными коэффициентами N_i), которые определяются из воспроизведения экспериментальных энергетических спектров с помощью следующего выражения для двойного дифференциального сечения:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = \sum_{i=1}^{\nu} N_i \sqrt{E-V_c} \exp \{ -[E-V_c + E_i - 2\sqrt{E_i(E-V_c)} \cos \vartheta] / T_i \}, \quad (7)$$

где $E_i = \frac{1}{2} m v_i^2$, m — масса испускаемой легкой частицы, V_c — ее кулоновская энергия, а ϑ — угол вылета.

Совершенно очевидно, что с помощью нескольких экспонент (7) мы всегда можем достаточно удовлетворительно воспроизвести энергетические спектры (см., например, [24,26,85,86]). Особенно хорошо воспроизводятся в этой модели спектры нуклонов и несколько хуже — спектры сложных фрагментов, для которых не удастся одновременно описать энергетические и угловые распределения. Как правило, при низких энергиях до 100 МэВ/нуклон в результате подгонки определяются три различных источника: один со скоростью, близкой к скорости центра масс, и интерпретируемый как испарение из составного ядра, и два других с более высокими скоростями и большими (часто, нефизическими) «температурами» T_i . При этом с помощью одного набора источников не удастся воспроизвести выход всех легких частиц: для каждого сорта частиц приходится выбирать новый набор источников с новыми значениями их скоростей и «температур», причем чем больше масса

легкой частицы, тем выше оказывается «температура» и меньше скорость быстрых источников.

Наиболее слабым местом данной эмпирической модели является интерпретация извлекаемых с ее помощью количественных параметров v_i и T_i . Большие значения этих величин указывают на то, что в «разогретой» зоне должно быть сравнительно мало нуклонов. Однако достижение хотя бы локального термодинамического равновесия в системе из двух десятков нуклонов (с учетом длины свободного пробега нуклона в ядре $\lambda \sim R_{\text{ядра}}$) представляется весьма сомнительным. Заметим, что закономерности прямых (принципиально нестатистических) процессов также проявляют экспоненциальные зависимости, например, от величины переданного импульса. Инклюзивный же характер экспериментальных спектров, включающий сумму по большому числу промежуточных каналов, еще более сглаживает закономерности таких процессов (см. ниже). Это означает, что за быстрыми «высокотемпературными» источниками скорее всего скрываются быстрые неравновесные процессы передач или развала налетающего иона. Поэтому следует весьма осторожно подходить к интерпретации извлекаемых из подгонки экспериментальных данных параметров «движущихся источников» v_i и T_i .

3.4. Прямые процессы [83,92—97]. На возможную большую роль прямых процессов в образовании быстрых легких частиц впервые достаточно аргументированно было обращено внимание в работах [92,93]. В этих и других работах было предложено интерпретировать выход направленных вперед легких частиц как результат хорошо известных прямых реакций срыва («массивной передачи», «неполного слияния») или развала налетающего иона, описываемых с помощью стандартного метода искаженных волн. Некоторые упрощения в таком подходе достигаются за счет предположения о крайней периферичности таких процессов и за счет возможности суммирования по ненаблюдаемым состояниям конечного ядра и сопряженного легкой частице фрагмента (инклюзивность реакции). Тем не менее конечные выражения оказываются слишком сложными, чтобы их можно было вычислить непосредственно с помощью стандартных программ метода искаженных волн: большие значения масс и энергий участвующих в реакции фрагментов приводят к необходимости учитывать сотни парциальных волн во входном и выходном канале и суммировать по большому количеству переданных в реакции угловых моментов. В работах Удагавы и Тамуры [93,96,97] парциальные амплитуды метода искаженных волн попросту параметризовались, а в работах [82,92,94,95] использовалось квазиклассическое приближение в трехмерном пространстве, развитое для описания прямых ядерных реакций с участием тяжелых ионов [98]. Было показано, что при

энергиях ~ 10 МэВ/нуклон закономерности *прямых* процессов массивных передач и развала, в принципе, совпадают с экспериментальными данными по выходу направленных вперед высокоэнергетических легких частиц, причем на самом жестком конце спектра (вблизи двухтельного кинематического предела) процесс срыва доминирует над процессом развала.

Два основных недостатка присущи объяснению выхода легких частиц с помощью прямых механизмов. Первый связан с самой гипотезой об одноступенчатом характере реакции (суммирование по ненаблюдаемым конечным состояниям вовсе не означает учета многоканальности). Хорошо известно, что в столкновениях с тяжелыми ионами при низких энергиях доминируют диссипативные глубоконеупругие процессы. Поэтому естественно ожидать, что и при образовании легких частиц значительную роль играют многоступенчатые процессы с взаимным возбуждением сталкивающихся ядер, в которых вылет легкой частицы (за счет процесса срыва или развала) может происходить на любой стадии реакции — от самой начальной (истинно прямой процесс) до стадии полной релаксации кинетической энергии относительного движения (см. след. пункт). Вторым недостатком является сложность предсказания абсолютных значений дифференциальных сечений прямых процессов из-за невозможности корректных оценок спектроскопических факторов сложных фрагментов (их экспериментальные значения нам также неизвестны) и большой неопределенности в выборе оптических потенциалов, определяющих искаженные волны во входном и выходном каналах.

3.5. Многоступенчатые (диссипативные) процессы массивных передач и развала [99,100]. В данном подходе (на наш взгляд, наиболее последовательном на сегодняшний день) сделана попытка объединить квантово-механический прямой процесс развала налетающего иона или срыва на мишень тяжелого фрагмента с многоступенчатым диссипативным характером взаимодействия ядер. Предполагается, что прямой процесс передачи фрагмента b с налетающего иона $I (= a + b)$ (или его развал) сопровождается значительной диссипацией кинетической энергии и углового момента относительного движения во входном и выходном каналах:

$$I (= a + b) + A \xrightarrow{\text{diss}} I^* + A^* \xrightarrow{\text{dir}} a' + B' (= b + A) \xrightarrow{\text{diss}} a + B (\epsilon_B^f, L_B^f). \quad (8)$$

Связь каналов неупругого возбуждения ядер моделируется с помощью феноменологических сил трения (с учетом разрушения канальной когерентности), а прямой процесс перехода описывается стандартной амплитудой метода искаженных волн. Введение сил трения в аппарат квантовой теории столкновений позволяет избежать использования мнимой части оптических потенциалов взаимодействия ядер и, сохраняя

унитарность, следить за распределением падающего потока по промежуточным каналам.

Использование квазиклассического приближения для трехмерных искаженных волн и введение так называемых «линий перехода», вблизи которых локализуется данный процесс, позволили свести дифференциальное сечение многоступенчатого (квазипрямого) процесса образования легких частиц a к вполне вычисляемому выражению, содержащему интегрирование по всем промежуточным состояниям ядер во входном и выходном каналах. Результаты, полученные с помощью этого выражения, продемонстрировали достаточно хорошее согласие с экспериментом в широком диапазоне энергий и углов легких частиц (см. теоретические кривые на рис.6,7 и 13).

Основные выводы, полученные в рамках данного подхода, сводятся к следующему:

1) Угловые и энергетические распределения быстрых легких частиц оказываются чувствительными к величине потенциальных и диссипативных межъядерных сил на сравнительно малых расстояниях в области за кулоновским барьером ($r \leq R_c^B$).

2) Слабое трение с малым радиусом или глубокие межъядерные потенциалы явно не согласуются с экспериментальными данными. Это означает, что даже не очень тяжелые ядра, проникая друг в друга, скорее тормозятся за счет диссипативных сил, чем ускоряются за счет потенциальных сил притяжения.

3) Легкие частицы, испущенные с большой энергией ($E_a \sim E_a^{\max}$) или под большими углами ($\vartheta_{LP} > \vartheta_{gr}^{in}$), образуются преимущественно в реакциях массивных передач с максимальной (доступной для данной E_a) предварительной диссипацией кинетической энергии во входном канале. Образование легких частиц с меньшими энергиями (соответствующими скорости пучка), вылетающих под малыми углами, происходит преимущественно при неполной диссипации кинетической энергии.

4) При начальных энергиях больше 10 МэВ/нуклон выход легких частиц со скоростями $v_a \leq v_{beam}$ на малых углах обусловлен именно многоступенчатым процессом развала налетающего иона, а процесс срыва дает заметный вклад лишь на больших углах и при больших E_a .

Недостатком данного подхода является также существенная неопределенность (хотя и меньшая) в установлении абсолютных значений дифференциальных сечений.

3.6. Уравнение Больцмана и «молекулярная динамика» [101—116]. В области промежуточных энергий при описании динамики ядро-ядер-

ных столкновений часто используется уравнение Больцмана (называемое также уравнением Власова — Нордхейма или Больцмана — Уелинга — Уленбека) для одночастичной вигнеровской функции распределения в фазовом пространстве $f(r, k, t)$ [101—105]:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial f_1}{\partial t} + \bar{v} \bar{\nabla}_r f_1 - \bar{\nabla}_r U \bar{\nabla}_p f_1 = \\ & = \frac{4}{(2\pi)^3} \int d^3 \bar{k}_2 d^3 \bar{k}_3 d\Omega \sigma_{nn}(\Omega) v_{12} [f_3 f_4 (1 - f_1) (1 - f_2) - \\ & - f_1 f_2 (1 - f_3) (1 - f_4)] \delta^3(\bar{k}_1 + \bar{k}_2 - \bar{k}_3 - \bar{k}_4). \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь σ_{nn} и v_{12} — дифференциальное сечение и относительная скорость сталкивающихся нуклонов, $f_i \equiv f(r, k_i, t)$, одночастичное среднее поле $U(\rho)$ определяется через уравнение состояния (например, $U(\rho) = -356 \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^3 + 303 \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{7/6}$ (МэВ) [104]) и является функционалом $f(r, k, t)$, плотность $\rho(r) = \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} f(r, k, t)$. В конкретных вычислениях обычно используется изотропное сечение нуклон-нуклонного рассеяния $4\pi \sigma_{nn}(\Omega) \sim 20+40$ мб.

С помощью уравнения Больцмана можно получить массу, скорость и угловой момент ядер остатков в зависимости от прицельного параметра, а также множественность и дифференциальное сечение выхода свободных нуклонов. Гораздо сложнее (и невозможно без дополнительных предположений) получить выход легких фрагментов. Существуют также технические трудности, связанные с интегрированием (9) по времени, которое следует проводить в достаточно длительном интервале, чтобы разделить связанные и несвязанные нуклоны (различаемые обычно по величине их потенциальной энергии), но не слишком долго, чтобы конечные ядра не испарились полностью.

Близким по духу к данному подходу является метод так называемой «молекулярной динамики» (классической [105—109] и квантовой [110—114]), в котором сталкивающиеся ядра рассматриваются либо как совокупность классических нуклонов, взаимодействующих посредством двухчастичных сил и движущихся в соответствии с системой связанных уравнений Ньютона, либо (в квантовой молекулярной динамике) каждый нуклон описывается с помощью гауссовского волнового пакета в фазовом пространстве:

$$f_1(r, p) = N \exp \left(-\frac{(r - R_i)^2}{\Delta^2} - \frac{(p - P_i)^2}{\hbar^2/\Delta^2} \right). \quad (10)$$

Здесь $R_i(t)$ и $P_i(t)$ — положение и импульс волнового пакета i -го нуклона, которые находятся из классических уравнений Ньютона с гамильтонианом, являющимся тем или иным функционалом плотности

$\rho_i(r) = \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} f_i(r, p)$, обеспечивающим подходящую энергию связи ядерного вещества и его несжимаемость.

Стохастические двухнуклонные столкновения учитываются следующим образом. Если два нуклона сближаются на расстоянии $r_{nn} = \sqrt{\sigma_{nn}/\pi}$ ($\sigma_{nn} \sim 20+40$ мб — полное нуклон-нуклонное сечение), то они рассеиваются на случайно выбранный угол, при этом учитывается блокировка за счет принципа Паули, не позволяющая им попадать в уже занятые состояния. Разделение нуклонов на свободные и кластеризованные производится в данном подходе обычно самым простым образом на основе их пространственного разделения. Поскольку в результате временного интегрирования известны координаты всех нуклонов, то, сравнивая их взаимное положение с некоторой фиксированной величиной $d_{nn} \sim 3$ фм, можно разделить все нуклоны на «совершенно свободные» и на входящие в те или иные фрагменты. Пространственный критерий кластеризации нуклонов можно усилить дополнительным требованием их близости в импульсном пространстве: $|p_i - p_k| \leq p_F$.

Тем не менее в данном подходе остаются проблемы, связанные со стабильностью ядер и кластеров и требующие при численном счете дополнительных «охлаждающих» процедур. В этой связи следует упомянуть работы [115—116], в которых аналогичная модель используется не для нуклонов, а непосредственно для α -частиц, т.е. ^{20}Ne , например, рассматривается как совокупность пяти α -частиц, взаимодействующих друг с другом и с ядром-мишенью и движущихся в соответствии с классическими уравнениями Ньютона.

Основным достоинством подходов такого рода является возможность рассмотрения всех ядерных реакций (фрагментации, передач, слияния) в рамках одной и той же модели, одних и тех же уравнений. При этом каждое событие, задаваемое прицельным параметром и начальной ориентацией «молекул» (нуклонов или α -частиц), обрабатывается отдельно и «до конца», т.е. раскладывается по всем интересующим нас выходным каналам.

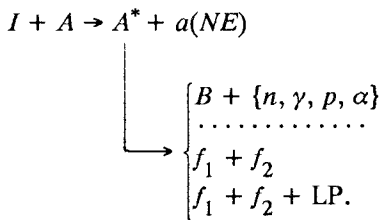
Разумеется, претендовать на высокую точность в определении дифференциального сечения того или иного процесса в таких моделях нельзя. Однако «сохранение унитарности» (полного потока и полного сечения реакции) оберегает от систематических ошибок (занижения или завышения сечений всех реакций) и позволяет предсказывать не только относительные, но и абсолютные значения выходов во всех каналах. К сожалению, детального анализа закономерностей образования легких частиц в рамках данных подходов пока не проводилось.

4. ЧТО БЫ НАМ ХОТЕЛОСЬ УЗНАТЬ ИЛИ ПРОЯСНИТЬ

4.1. Относительная роль различных механизмов образования легких частиц. Для начала мы могли бы выделить 4 группы процессов (механизмов) образования легких частиц в столкновениях тяжелых ионов при низких и средних энергиях.

1) Процесс полного слияния ядер с последующим испарением легких частиц a из составного ядра или из осколков деления. Характерной чертой испарительных частиц является их низкая энергия и изотропное распределение. Испарительный спектр может быть рассчитан достаточно аккуратно, однако оценить его абсолютное значение (так же, как и полное сечение слияния) гораздо сложнее.

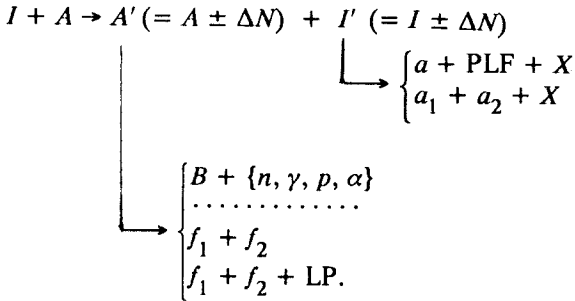
2) Двухтельный первичный процесс неполного слияния с вылетом лишь одной предравновесной легкой частицы:



Легкие частицы a , образующиеся в таком процессе, могут быть быстрыми (вплоть до энергий, соответствующих двухтельному кинематическому пределу E_a^{\max}) или медленными (при большой диссипации кинетической энергии во входном канале). В последнем случае их невозможно отличить от испарительных. В принципе они могут быть образованы как из нуклонов снаряда (процесс массивной передачи), так и из нуклонов мишени (процесс замещения). Характерной чертой этих частиц является то, что они не могут сопровождаться другими *быстрыми* легкими частицами или снарядоподобными фрагментами, однако они могут со-

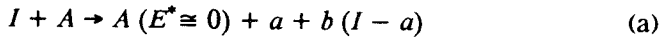
проводятся медленными (испарительными) легкими частицами, нейтронами или осколками деления.

3) Двухтельный первичный процесс малонуклонной передачи или неупругого возбуждения ($\Delta N = 0$) с последующим распадом возбужденного снарядоподобного ядра:

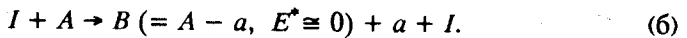


В этом процессе также могут образовываться как быстрые, так и медленные легкие частицы. В первом случае они *обязательно* будут сопровождаться *быстрыми* снарядоподобными фрагментами или другими быстрыми легкими частицами a_2 , а во втором случае (когда велика диссипация) — лишь медленными фрагментами. Нуклоны ΔN могут передаваться как от снаряда к мишени ($m_a + m_{\text{PLF}} < m_I$), так и наоборот ($m_a + m_{\text{PLF}} > m_I$). В эту же группу механизмов должны быть включены и процессы глубоконеупругого возбуждения мишени и снаряда (с последующим их распадом), не сопровождаемые передачей массы ($\Delta N = 0$) или с взаимным обменом равным числом нуклонов.

4) Квазиупругий процесс развала налетающего иона:



и квазиупругий процесс выбивания легкой частицы из мишени:



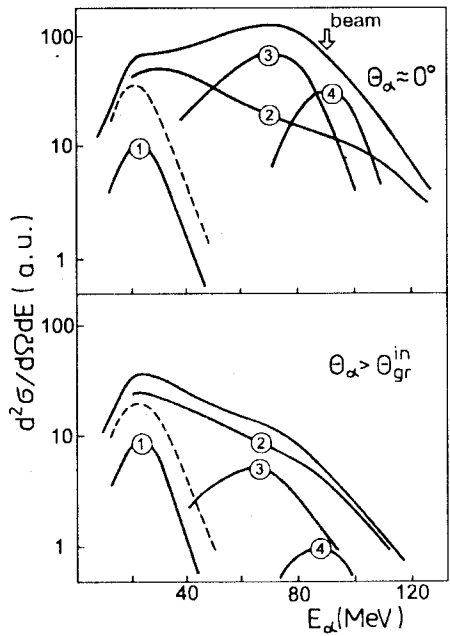
Казалось бы, эти процессы выделить наиболее просто (в экспериментах по совпадению соответствующих частиц при $Q_3 \cong 0$), однако и сегодня мы не знаем точного значения их вклада в полный выход легких частиц в зависимости от $E_a, \vartheta_a, E_I, m_I$. Как уже отмечалось, для оценки полного сечения трехтельного процесса требуется выполнить интегрирование по всем углам сопряженного фрагмента, что сделать очень сложно без использования 4л-детекторов. Выше было показано (п.1.5), что процесс

Рис.36. Схематическое изображение энергетического спектра α -частиц и предполагаемого вклада 4 механизмов их образования (см. текст) при энергии пучка ~ 20 МэВ/нуклон: 1) испарение из составного ядра, 2) неполное слияние, 3) «неупругий развал», 4) упругий развал (фрагментация). Штриховая линия — сумма всех испарительных частиц (из составного ядра и из конечных ядер, образующихся в процессах 2 и 3)

4 (а) составляет значительную часть (до 25% при $E_I \sim 30$ МэВ/нуклон) от всех развалных процессов. Относительно реакции квазиупругого выбивания сказать практически ничего нельзя (возможно, ее сечение ничтожно мало).

Разумеется, процессы 2 и 3 включают несколько возможных механизмов, ведущих к одним и тем же конечным состояниям. Но, даже и при таком грубом разбиении, мы не можем сегодня с уверенностью выделить долю каждого из 4 процессов в полном спектре легких частиц в зависимости от их энергии и угла вылета, а также в зависимости от энергии и массы налетающего иона.

На рис.36 схематически изображены спектры α -частиц при энергии ~ 20 МэВ/нуклон для самых передних углов вылета и для угла, превышающего угол касательного столкновения во входном канале. Относительный вклад процессов 1+4 отмечен соответствующими кривыми, которые также проведены весьма условно. Из имеющегося у нас опыта мы можем высказать следующие предположения. Относительный вклад различных процессов сильно зависит от энергии и массы налетающего иона и от угла вылета легкой частицы. При низких энергиях (≤ 10 МэВ/нуклон), по всей видимости, доминируют процессы 1 и 2, а при более высоких энергиях — процессы 3 и 4. Процессы 3 и 4 дают большую направленность, чем процесс 2, который доминирует при $\vartheta_\alpha + \vartheta_{gr}^{in}$ в высокоэнергетической части спектра легких частиц. Для легких ионов ($A_I \leq 10$) роль диссипативных процессов ослаблена и максимум выхода в реакциях 2 и 3 должен наблюдаться при энергиях, соответствующих скорости пучка.



Разумеется, нам бы хотелось, чтобы высказанные предположения имели однозначное экспериментальное подтверждение (или опровержение), а рис.3б не был схематическим, а мог быть нарисован хотя бы для нескольких конкретных реакций с абсолютными значениями вкладов различных механизмов образования легких частиц. В этом случае мы могли бы также сосредоточить и большие теоретические усилия на понимании и объяснении закономерностей выделенного экспериментально того или иного процесса. Возможно, эксперименты с использованием 4л-детекторов приблизят нас к этой цели.

4.2. Динамика взаимодействия двух ядер вообще и процессов образования легких частиц в частности. Большое (но конечное) число частиц, одновременное проявление квантовых и классических свойств, сложный (нелинейный) характер их взаимодействия — все это делает процесс взаимодействия двух ядер при низких и средних энергиях чрезвычайно привлекательным не только с точки зрения проблем ядерной физики, но и с точки зрения общетеоретических (общезначимых) проблем понимания нелинейных «стохастических» квантовых систем и появления новых физических подходов, концепций и теорий.

При энергиях ≥ 5 МэВ/нуклон по крайней мере половина всех легких частиц образуется в самой начальной стадии столкновения двух ядер, прежде чем устанавливается термодинамическое равновесие и они забывают весь пройденный путь. Таким образом, изучая свойства и закономерности этих частиц, мы получаем информацию именно об этой наиболее интересной и наименее изученной стадии межъядерного взаимодействия. Здесь мы хотели бы обозначить некоторые (на наш взгляд, нерешенные) проблемы динамики взаимодействия двух ядер, без понимания которой и без возможности более или менее адекватного ее описания вряд ли можно рассчитывать на убедительное объяснение закономерностей конкретных ядерных реакций, в том числе процессов образования легких частиц.

Потенциальные силы. Среднее поле ядра является одной из наиболее фундаментальных характеристик. Однако, если роль среднего поля достаточно ясна в процессах взаимодействия нуклонов с ядрами, то в ядро-ядерных столкновениях нам фактически неизвестна не только потенциальная энергия взаимодействия двух ядер, но и потенциальная энергия отдельных нуклонов (за исключением случая неперекрывающихся ядер, когда в межъядерном взаимодействии доминируют кулоновские силы). Наличие потенциальных барьеров во взаимодействии не очень тяжелых ядер (обусловленных суперпозицией кулоновских и ядерных сил) не вызывает сомнения. И, если высоту этих барьеров мы так или иначе определяем (с точностью в несколько мегаэлектронвольт), то о

форме «внутренней части» потенциального барьера мы не имеем практически никакого представления. Мы даже не можем с уверенностью сказать, ускоряются или замедляются два сравнительно тяжелых ядра в области за барьером ($r \leq R_c^B$). До каких расстояний вообще мы можем говорить о потенциальной энергии взаимодействия двух ядер при их проникновении друг в друга? Какова роль межъядерных потенциальных сил в столкновениях с тяжелыми ионами и в процессе образования легких частиц? Существуют разные точки зрения: от полного пренебрежения межъядерными силами до утверждения, что легкие частицы (или сопровождающие их снарядоподобные фрагменты) отклоняются преимущественно на отрицательные углы за счет этих сил [7,15,117]. Большой величиной этих сил объясняется также резкое уменьшение поперечного потока легких частиц в ядро-ядерных столкновениях при энергиях 70—80 МэВ/нуклон [118] (рассеяние на отрицательные углы за счет сил притяжения при малых энергиях сменяется преимущественным отталкиванием за счет большего сжатия при более высоких энергиях).

Очевидно, что установление величины межъядерных потенциальных сил нам совершенно необходимо, если мы хотим достичь количественного понимания закономерностей тех или иных реакций. Эти силы входят практически во все теоретические модели: ими определяются поле классических траекторий (в частности, каустические поверхности и фокусировка нуклонов), локальные импульсы, искаженные волны, барьерные проницаемости и т.д. Быстрый выход ядер из упругого канала при их соприкосновении не позволяет установить величину этих сил из анализа экспериментальных данных по упругому рассеянию (область за радиусом сильного поглощения оказывается совершенно невидимой). Следовательно, надо искать другие реакции, сечения которых чувствительны к величине межъядерных потенциальных сил на сравнительно малых расстояниях. Одной из таких реакций как раз и является процесс неполного слияния (массивной передачи) с вылетом быстрой легкой частицы — см., в частности, рис.7а.

Диссипативные силы. Межъядерные силы трения являются не менее важными в определении динамики взаимодействия двух ядер [119—133]. Однако их величина и их природа установлены сегодня еще хуже по сравнению с потенциальными силами. Заметим, что диссипативные силы являются гораздо более информативными (и физическими), чем мнимая часть оптического потенциала. Они не просто заменяют поглощающую часть $iW(r)$, определяя уменьшение потока в упругом канале, но и дают возможность следить за распределением этого потока по другим каналам, что существенно снижает неопределенность при вычислении абсолютных значений тех или иных неупругих процессов. На наш взгляд, в физике

тяжелых ионов везде, где только это возможно, следует отказаться от использования мнимой части оптического потенциала и вводить более общую физическую величину — диссипативные силы. В последнее время появилась возможность их использования не только в классических моделях, но и в рамках квантовой теории столкновений [99].

Экспериментальные и теоретические исследования глубокоэластичного рассеяния тяжелых ионов не позволяют пока однозначно установить величину диссипативных сил. Извлекаемые различными авторами параметры сил трения (главным образом, их величина) колеблются в очень широких пределах. Более того, мы не можем пока ответить на самые принципиальные вопросы, касающиеся диссипативных сил. Каков механизм диссипации энергии — одночастичные возбуждения в изменяющемся со временем среднем поле? двухнуклонные столкновения? связь каналов? хаотизация движения нуклонов в несимметричном двухцентровом поле? Если играют роль разные механизмы, то каково их соотношение в зависимости от энергии и масс сталкивающихся ядер? Требуется ли для диссипации энергии некоторое минимальное время или существуют механизмы «быстрой» диссипации? Можно ли вообще строго отделить потенциальные и диссипативные силы в экспериментах по физике тяжелых ионов?

Динамика процесса слияния [126,134,135]. Предполагается, что при низких энергиях канал слияния является доминирующим в полном сечении реакции при взаимодействии не слишком тяжелых ядер. Уже поэтому он заслуживает особого внимания. Однако, несмотря на то, что этой проблеме посвящены сотни экспериментальных и теоретических работ, мы до сих пор не имеем полного представления о динамике процесса слияния двух ядер. Что заставляет ядра сохранять свою индивидуальность даже при очень сильном их перекрытии в глубокоэластичных реакциях? Что удерживает нуклоны вблизи своих центров и препятствует их быстрому «обобществлению»? Нужны ли обязательно потенциальные карманы для того, чтобы процесс слияния мог произойти? Что происходит с увеличением масс ядер: почему сечение слияния резко уменьшается (на порядки) при $A_{\text{comp}} \geq ???$ [136]? Почему массовое распределение осколков деления одного и того же ядра, полученного в результате слияния разных начальных пар ядер, различно [137]? Каков механизм подбарьерного слияния и какова при этом роль диссипативных сил? Какова роль барьера деления составного ядра? Каким образом свести родственные процессы слияния и деления (а также тяжелых ионов радиоактивности) к единой проблеме в рамках общей квантово-механической модели? Этот список вопросов может быть продолжен.

Динамика фрагментации. Быстрый процесс развала снаряда на два (или несколько) сравнительно тяжелых фрагмента совершенно не похож

на реакцию деления. Каков механизм такого процесса? Упрощенные «высокоэнергетические» модели фрагментации (типа участник — спектатор) малопригодны при энергиях ≤ 100 МэВ/нуклон. В «молекулярной динамике» (см. выше) основное внимание уделяется нуклонным степеням свободы, в то время как наибольший интерес при низких и промежуточных энергиях представляет поиск и исследование именно коллективных (когерентных) явлений в столкновениях с тяжелыми ионами, таких как процессы массивных передач, быстрого развала тяжелого снаряда, передача больших импульсов всему ядру или тяжелым кластерам без их разрушения и т.д.

Неустойчивости. Наличие нелинейных эффектов, нарушение сферической симметрии, диссипативные силы и квантовый характер движения нуклонов делают динамику взаимодействия двух ядер не только очень сложной, но и интересной с точки зрения возникновения всякого рода неустойчивостей. Прежде всего, это неустойчивость по отношению к переходу от регулярного движения нуклонов к хаотическому и появлению связанной с этим вязкости ядерного вещества [132,133]. Наличие потенциальных барьеров, ядерных сил притяжения и диссипативных сил может приводить к появлению устойчивых структур, отличных от начальной конфигурации (самоорганизация), особенно при движении с «большими амплитудами», т.е. при надбарьерных энергиях. Вносимая в ядро высокая энергия возбуждения приводит к очевидной химической нестабильности по отношению к переходу жидкой фазы в газообразную. Наконец, при попадании в область отрицательных коэффициентов сжатия ($k = \rho \frac{\partial p}{\partial \rho} < 0$) возможна механическая нестабильность: распад ядра на более легкие фрагменты [138]. В настоящее время, в лучшем случае, выполнено лишь качественное рассмотрение этих явлений в упрощенных классических моделях. Анализ такого рода эффектов в реалистических квантовых подходах (который почти наверняка приведет к обнаружению новых физических явлений) представляет большой интерес.

5. ВОЗМОЖНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ (пожелания экспериментаторам)

Инклюзивные спектры легких частиц должны измеряться не в пределах главного пика, а по крайней мере в пределах 2—3 порядков (чтобы был виден их высокоэнергетический хвост) и для нескольких углов вылета (меньше, больше и $\sim \vartheta_{gr}^{in}$). Чрезвычайно интересно было бы измерить

диссипативную часть спектра ($v_{LP} < v_{beam}$) при энергии ≥ 100 МэВ/нуклон и при углах, превышающих угол касательного столкновения.

Совпадения с характеристическим КХ-излучением имеет смысл проводить лишь для низких энергий налетающего иона. При этом желательно снять в совпадении с КХ как можно более широкий спектр легких частиц и их угловые распределения. Очень заманчиво получить абсолютные значения двойных дифференциальных сечений с выделением конечного ядра:

$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_{LP}dE_{LP}}(Z_{res})$. Наши предсказания состоят в том, что для $v_{LP} \sim v_{beam}$ и $\vartheta_{LP} \leq \vartheta_{gr}^{in}$ должны доминировать совпадения с $Z_{res} \cong Z_{targ}$, а при $v_{LP} > v_{beam}$ и $\vartheta_{LP} > \vartheta_{gr}^{in}$ — совпадения с $Z_{res} \cong Z_{targ} + Z_{proj} - Z_{LP}$ (бинарная реакция неполного слияния).

Совпадения со снарядоподобными фрагментами и другими легкими частицами призваны установить точное значение вклада развальных процессов в выход легких частиц. Использование 4π -детекторов должно позволить установить, наконец, абсолютное значение сечения процесса квазиупругого развала снаряда $\sigma(4)$, а также суммы $\sigma(3) + \sigma(4)$ (см. п.4.1). При этом наиболее важным представляется выделение вклада этих процессов в зависимости от энергии и угла вылета легкой частицы (рис.36). Антисовпадения легких частиц со снарядоподобными фрагментами или с другими быстрыми легкими частицами в 4π -экспериментах позволяют выделить канал массивной передачи. Однако при этом следует обязательно проводить сепарацию по скоростям детектируемых частиц: необходимо измерять выход *быстрых* легких частиц с $v_{LP} > v_{beam}$; не совпадающих с *быстрыми* снарядоподобными фрагментами или другими легкими частицами. Начальные энергии должны быть такими, чтобы легкие частицы с энергией, соответствующей переносной скорости, и с энергией, соответствующей кулоновскому барьеру в выходном канале, хорошо отделялись. Например, при $V_c^B(\alpha) \cong 20$ МэВ и при $E_\alpha(\text{beam}) = 100$ МэВ можно измерить E_α -спектр в диапазоне 50÷150 МэВ в антисовпадении с другими легкими частицами, имеющими энергию ≥ 10 МэВ/нуклон, чтобы установить роль канала неполного слияния в этой области.

Совпадения с осколками деления могут оказаться особенно информативными в 4π -экспериментах. Используя тяжелые мишени, можно изучать процессы диссипативного развала: $I + A \rightarrow LP + PLF + f_1 + f_2$. Измеряя импульсы легкой частицы и осколков деления и отбирая события с

$(p_{LP}^{\parallel} + p_{f_1 f_2}^{\parallel})/P_{\text{beam}} \cong 1$, можно легко выделить вклад бинарного процесса неполного слияния. Выделение этого процесса можно выполнить также, измеряя $LP + f_1 + f_2$ в антисовпадении с другой *быстрой* легкой частицей или снарядоподобным фрагментом. В этом случае основной интерес также представляет получение зависимости таких событий от энергии и угла вылета легкой частицы. Измерение зарядов осколков деления с $Z_1 + Z_2 > Z_{\text{targ}}$ позволяет однозначно установить процессы передач, само существование которых при высоких энергиях (≥ 100 МэВ/нуклон) ставится под сомнение. Для этой цели можно еще раз исследовать события, соответствующие процессам полного или неполного слияния в $\vartheta_{f_1 f_2}$ -распределениях (см. рис.30), выбирая в качестве мишени легко делющиеся ядра и более легкие снаряды.

Совпадения с γ -излучением могут быть использованы прежде всего для выделения угловых моментов и пересчета сечения к виду $d\sigma/db$, зависящему от прицельного параметра во входном канале. В этом отношении наиболее оптимальными представляются эксперименты по «тройным» совпадениям («канал + M_γ »), позволяющие оценить значения прицельных параметров, дающих основной вклад в исследуемый канал реакции: $LP + PLF + M_\gamma$ с извлечением $d\sigma_{\text{развал}}/db$, или $LP - PLF + M_\gamma$ с извлечением $d\sigma_{\text{срыв}}/db$ и т.д. Было бы интересно, например, посмотреть на возможность реакции неполного слияния с вылетом *быстрой* легкой частицы не в периферическом, а в центральном столкновении — совпадения $LP + KX(Z_{\text{res}}) + M_\gamma$ при $Z_{\text{res}} = Z_{\text{targ}} + Z_{\text{proj}} - Z_{LP}$ и $M_\gamma \cong 0$. Такие события соответствовали бы процессу «стряхивания» внешних нуклонов со снаряда и их когерентной фокусировки в поле ядра [139].

Еще одной возможностью пересчета дифференциальных сечений к зависимости от прицельного параметра является метод «глобальных переменных» [140,141], используемый в экспериментах с 4π -детекторами. Смысл его состоит в регистрации по возможности всех продуктов конкретного события. Затем определяются такие «глобальные характеристики» данного события, как множественность легких частиц ν , их полный заряд $\sum_i^{\nu} z_i$, полный поперечный импульс $\sum_i^{\nu} m_i v_i \sin \vartheta_i$, средняя продольная скорость $v_{av} = (\sum_i^{\nu} m_i v_i \cos \vartheta_i) / \sum_i^{\nu} m_i$. Наиболее однозначное соответствие найдено между прицельным параметром во входном ка-

нале и средней параллельной скоростью ($v_{av} \cong v_{CN}$ при $b = 0$ и $v_{av} \cong v_{beam}$ при $b \cong R_1 + R_2$). Таким образом, сортируя события по значениям средней продольной скорости v_{av} , их можно приближенно отсортировать по значениям прицельных параметров (вместо того, чтобы пользоваться расплывчатыми определениями «центрального» и «периферического» столкновения).

Заметим, в заключение, что анализ каждого отдельного события, регистрируемого в 4 π -экспериментах, безусловно, позволяет получить намного больше информации по сравнению с «традиционными» экспериментами. Однако наилучшую методику обработки этих событий (с целью извлечения максимального количества достаточно надежной информации) еще только предстоит разработать.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Britt H.C., Quinton A.R. — Phys.Rev., 1961, vol.124, p.877.
2. Homeyer H. et al. — Phys.Rev., 1982, vol.C26, p.1335.
3. Egelhaaf Ch. et al. — Nucl.Phys., 1983, vol.A405, p.397.
4. Homeyer H. et al. — Z.Phys., 1983, vol.A314, p.143.
5. Fuchs H. et al. — Phys.Rev., 1985, vol.C31, p.465.
6. Bürgel M. et al. — Phys.Rev., 1987, vol.C36, p.303.
7. Terlau W. et al. — Z.Phys., 1988, vol.A330, p.303.
8. Uckert J. et al. — Phys.Lett., 1988, vol.206B, p.190.
9. Van Driel J. et al. — Phys.Lett., 1981, vol.98B, p.351.
10. Wilczynski J. et al. — Nucl.Phys., 1982, vol.A373, p.109.
11. Bhowmik R.K. et al. — Nucl.Phys., 1982, vol.A390, p.117.
12. Siemssen R.H. et al. — Phys.Lett., 1985, vol.161B, p.261.
13. Balster G.J. et al. — Nucl.Phys., 1987, vol.A468, p.93.
14. Balster G.J. et al. — Nucl.Phys., 1987, vol.A468, p.131.
15. Balster G.J. et al. — Nucl.Phys., 1987, vol.A471, p.635.
16. Kotlinski B. et al. — Nucl.Phys., 1991, vol.A526, p.303.
17. Gierlik E. et al. — JINR, E7-12922, Dubna, 1979.
18. Borcea C. et al. — JINR, E7-80-363, Dubna, 1980.
19. Borcea C. et al. — Nucl.Phys., 1982, vol.A391, p.520.
20. Borcea C. et al. — Nucl.Phys., 1984, vol.A415, p.169.
21. Kamanin V.V. et al. — Nucl.Phys., 1984, vol.A431, p.545.
22. Белозеров А.В. и др. — ОИЯИ, P7-88-388, Дубна, 1988.
23. Augustyniak W. et al. — Z.Phys., 1989, vol.A332, p.209.
24. Fukuda T. et al. — Nucl.Phys., 1984, vol.A425, p.548.
25. Westfall G.D. et al. — Phys.Lett., 1981, vol.116B, p.118;
Scott D.K. — Nucl.Phys., 1983, vol.A409, p.291c.
26. Chen Z. et al. — Nucl.Phys., 1987, vol.A473, p.564.
27. Deak F. et al. — Phys.Rev., 1991, vol.C42, p.1029.
28. Pinston J.A. et al. — Phys.Lett., 1986, vol.167B, p.375.
29. Inamura T. et al. — Phys.Lett., 1977, vol.68B.
30. Westerberg L. et al. — Phys.Rev., 1978, vol.C18, p.796.
31. Zolnowski D.R. et al. — Phys.Rev.Lett., 1978, vol.41, p.92.
32. Siwek-Wilczynska K. et al. — Nucl.Phys., 1979, vol.A330, p.150.

33. Geoffroy K.A. et al.— *Phys.Rev.Lett.*, 1979, vol.43, p.1303.
34. Barker J.H. et al.— *Phys.Rev.Lett.*, 1980, vol.45, p.424.
35. Castaneda C.M. et al.— *Phys.Rev.*, 1980, vol.C21, p.179.
36. Robinson R.L. et al.— *Phys.Rev.*, 1981, vol.C24, p.2084.
37. Yamada H. et al.— *Phys.Rev.*, 1981, vol.C24, p.2565.
38. Tricoire H. et al.— *Z.Phys.*, 1982, vol.A306, p.127.
39. Utsunomia H. et al.— *Phys.Rev.*, 1983, vol.C28, p.1975.
40. Gerschel C. et al.— *Z.Phys.*, 1985, vol.A322, p.433.
41. Inamura T. et al.— *Phys.Rev.*, 1985, vol.C32, p.1539.
42. Tricoire H. et al.— *Z.Phys.*, 1986, vol.A323, p.163.
43. Namboodiri M.N. et al.— *Phys.Rev.*, 1987, vol.C35, p.149.
44. Billerey R. et al.— *Z.Phys.*, 1979, vol.A292, p.293.
45. Ho H. et al.— *Phys.Lett.*, 1980, vol.96B, p.51.
46. Takada E. et al.— *Phys.Rev.*, 1981, vol.C23, p.772.
47. Rae W.D.M. et al.— *Phys.Lett.*, 1981, vol.105B, p.417.
48. Takada E. et al.— *Phys.Lett.*, 1982, vol.118B, p.307.
49. Fukuda T. et al.— *Phys.Rev.*, 1983, vol.C26, p.2029.
50. Gonthier P.L. et al.— *Nucl.Phys.*, 1983, vol.A411, p.289.
51. Ho H. et al.— *Phys.Rev.*, 1983, vol.C27, p.584.
52. Sasagase M. et al.— *Phys.Rev.*, 1983, vol.C27, p.2630.
53. Goldhorn P.B. et al.— *Phys.Lett.*, 1984, vol.142B, p.14.
54. Rae W.D.M. et al.— *Phys.Rev.*, 1984, vol.C30, p.158.
55. Shotter A.C. et al.— *Phys.Rev.Lett.*, 1984, vol.53, p.1539.
56. Shimoda T. et al.— *J.Phys.Soc.Japan*, 1986, vol.55, p.3031.
57. Bizard G. et al.— *Phys.Lett.*, 1986, vol.172B, p.301.
58. Vandenbosch R. et al.— *Phys.Rev.*, 1988, vol.C37, p.998.
59. Gazes S.B. et al.— *Phys.Lett.*, 1988, vol.208B, p.194.
60. Stern M. et al.— *Z.Phys.*, 1988, vol.A331, p.323.
61. Gonthier P.L. et al.— *Phys.Rev.*, 1990, vol.C41, p.2635.
62. Pouliot J. et al.— *Phys.Rev.*, 1991, vol.C43, p.735.
63. Pouliot J. et al.— *Phys.Lett.*, 1991, vol.263B, p.18.
64. Siemens P.J. et al.— *Phys.Lett.*, 1971, vol.36B, p.24.
65. Bice A.N. et al.— *Nucl.Phys.*, 1982, vol.A390, p.161.
66. Pochodzalla J. et al.— *Phys.Lett.*, 1986, vol.174B, p.36.
67. Awes T.C. et al.— *Phys.Lett.*, 1979, vol.87B, p.43.
68. Viola V.E. et al.— *Phys.Rev.*, 1982, vol.C26, p.178.
69. Schad L. et al.— *Z.Phys.*, 1984, vol.A318, p.179.
70. Duek E. et al.— *Z.Phys.*, 1984, vol.A317, p.83.
71. Bizard G. et al.— *Nucl.Phys.*, 1986, vol.A456, p.173.
72. Fatyga H. et al.— *Phys.Rev.*, 1987, vol.C35, p.568.
73. Griffioen K.A. et al.— *Phys.Rev.*, 1988, vol.C37, p.2502.
74. Lacey R. et al.— *Phys.Rev.*, 1988, vol.C37, p.2540.
75. Jacquet D. et al.— *Nucl.Phys.*, 1990, vol.A511, p.195.
76. Parker D.J. et al.— *Phys.Rev.*, 1984, vol.C30, p.143.
77. Budzanowski A. et al.— *Phys.Rev.*, 1985, vol.C32, p.1534.
78. Pochodzalla J. et al.— *Phys.Lett.*, 1986, vol.181B, p.33.
79. Parker D.J. et al.— *Phys.Rev.*, 1987, vol.C35, p.161.
80. Malki A. et al.— *Z.Phys.*, 1991, vol.A339, p.283.
81. Chbini A. et al.— *Phys.Rev.*, 1991, vol.C43, p.652.
82. Pollacco E.C. et al.— *Phys.Lett.*, 1984, vol.146B, p.29.
83. Bunakov V.E., Zagrebaev V.I.— *Z.Phys.*, 1989, vol.A333, p.57.
84. Srivastava D.K., Basu D.N., Rebel H.— *Phys.Lett.*, 1988, vol.206B, p.391.

85. Rami F. et al.— *Z.Phys.*, 1987, vol.A327, p.207.
86. Frankel K.A., Stevenson J.D.— *Phys.Rev.*, 1981, vol.C23, p.1511.
87. Guerreau D.— *Nucl.Phys.*, 1985, vol.A447, p.37c.
88. Goldhaber A.S.— *Phys.Lett.*, 1974, vol.53B, p.306.
89. Friedman W.A.— 1983, vol.C27, p.569.
90. Aves T.C. et al.— *Phys.Rev.*, 1981, vol.C24, p.89.
91. Rami F. et al.— *Nucl.Phys.*, 1985, vol.A444, p.325.
92. Бунаков В.Е., Загребаев В.И., Коложвари А.А.— *Изв. АН СССР*, 1980, т.52, с.1311.
93. Udagawa T., Tamura T.— *Phys.Rev.Lett.*, 1980, vol.45, p.1311.
94. Bunakov V.E., Zagrebaev V.I.— *Z.Phys.*, 1982, vol.A304, p.231.
95. Загребаев В.И., Кожин А.Ю.— *Изв. АН СССР*, 1988, vol.52, p.104.
96. Takada E. et al.— *Phys.Rev.*, 1981, vol.C23, p.772.
97. Udagawa T., Price D., Tamura T.— *Phys.Lett.*, 1982, vol.116B, p.311.
98. Загребаев В.И.— *ЯФ*, 1986, т.44, с.80.
99. Zagrebaev V.I.— *Ann.Phys. (N.Y.)*, 1990, vol.197, p.33.
100. Zagrebaev V.I.— *Nuclear Reactions (Proc. of the First Kiev Int. School on Nucl.Phys.)*, Kiev, 1990, p.471.
101. Bertsch G.F. et al.— *Phys.Rev.*, 1984, vol.C29, p.673.
102. Aichelin J., Bertsch G.F.— *Phys.Rev.*, 1985, vol.C31, p.1730.
103. Bertsch G.F., Das Gupta S.— *Phys.Rep.*, 1988, vol.160, p.189.
104. Tsang M.B. et al.— *Phys.Rev.*, 1989, vol.C40, p.1685.
105. Wilets L. et al.— *Nucl.Phys.*, 1977, vol.A282, p.341.
106. Bodmer A.R., Panos C.N., MacKellar A.D.— *Phys.Rev.*, 1980, vol.C22, p.1025.
107. Lenk R.J., Pandharipande V.R.— *Phys.Rev.*, 1986, vol.C34, p.177.
108. Schlagel T.J., Pandharipande V.R.— *Phys.Rev.*, 1987, vol.C36, p.162.
109. Lenk R.J., Schlagel T.J., Pandharipande V.R.— *Phys.Rev.*, 1990, vol.C42, p.372.
110. Aichelin J. et al.— *Phys.Rev.*, 1988, vol.C37, p.2451.
111. Peilert G. et al.— *Phys.Rev.*, 1989, vol.C39, p.1402.
112. Boal D.M., Glosli J.N.— *Phys.Rev.*, 1988, vol.C38, p.1870; 1988, vol.C38, p.2621.
113. Feldmeier H.— *Nucl.Phys.*, 1990, vol.A515, p.147.
114. Maruyama T., Ohnishi A., Horiuchi H.— *Phys.Rev.*, 1990, vol.C42, p.386.
115. Mohring R., Srokowski T., Gross D.H.E., Homeyer H.— *Phys.Lett.*, 1988, vol.203B, p.210.
116. Szczurek A. et al.— *Z.Phys.*, 1991, vol.A338, p.187.
117. Tsang M.B. et al.— *Phys.Rev.Lett.*, 1986, vol.57, p.559.
118. Sullivan J.P. et al.— *LPC Caen, Report LPCC 90-04*, 1990.
119. Beck R., Gross D.H.E.— *Phys.Lett.*, 473, vol.47B, p.143.
120. Gross D.H.E.— *Nucl.Phys.*, 1975, vol.A240, p.472.
121. Bondorf J.P. et al.— *Phys.Rev.*, 1975, vol.C11, p.1265.
122. Deubler H.H., Dietrich K.— *Phys.Lett.*, 1975, vol.56B, p.241.
123. Albrecht K., Stocker W.— *Nucl.Phys.*, 1977, vol.A278, p.95.
124. Randrup J.— *Ann.Phys. (N.Y.)*, 1978, vol.112., p.356.
125. Blocki J. et al.— *Ann.Phys. (N.Y.)*, 1978, vol.113, p.330.
126. Fröbrich P.— *Phys.Rep.*, 1984, vol.116, p.337.
127. Von Gertruyden A., Leclercq-Willan Ch.— *Nucl.Phys.*, 1986, vol.A459, p.173.
128. Neto J.L.— *Ann.Phys. (N.Y.)*, 1987, vol.173, p.443.
129. Münchow M., W.Scheid— *Nucl.Phys.*, 1987, vol.A468, p.59.
130. Pal S., Gross D.H.E.— *Z.Phys.*, 1988, vol.A329, p.349.
131. Fröbrich P., Xu S.Y.— *Nucl.Phys.*, 1988, vol.A477, p.143.
132. Swiatecki W.J.— *Nucl.Phys.*, 1988, vol.A488, p.375c.
133. Swiatecki W.J.— *Report LBL-29482*, Berkeley, 1990.
134. Mosel U.— *Treatise on Heavy Ion Science*. Ed. D.A.Bromley, N.Y., 1984, vol.2, p.3.

135. Satchler G.R., Nagarajan M.A., Lilley J.S.— *Ann.Phys. (N.Y.)*, 1987, vol.178, p.110.
136. Андреев А.Н. и др. — Межд. школа-семинар по физике тяжелых ионов. ОИЯИ, Д7-90-142, Дубна, 1990, с.499; Quint A.B. — Report GSI-89-22, Dissertation, TH Darmstadt.
137. Gippner P. et al.— *Z.Phys.*, 1986, vol.A325, p.335.
138. Scott D.K.— *Nucl.Phys.*, 1983, vol.A409, p.291c.
139. Zagrebaev V.I.— II INR Int. School on Nucl.Phys., Kiev, 1991.
140. Peter J. et al.— *Phys.Lett.*, 1990, vol.237B, p.187.
141. Peter J. et al.— LPC Caen, Report LPCC 90-03, 1990.