

# ПЕРЕДАЧА УГЛОВОГО МОМЕНТА И ЕГО ОРИЕНТАЦИЯ В СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

*Р. Райф*

Технический университет Дрездена, Дрезден, ГДР

*Г. Сауне*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В обзоре кратко описаны основные черты различных экспериментальных методов определения диссипации относительного орбитального момента и ориентационных эффектов в реакциях с тяжелыми ионами. Дана оценка информации, извлекаемой в этих измерениях, а также проводятся качественные выводы о квазиупругом и глубоконеупругом механизмах изучаемых реакций. Рассмотрены предсказания различных макроскопических и микроскопических моделей, и проведено сравнение теоретических результатов между собой и с экспериментальными данными. Обсуждено возможное дальнейшее развитие экспериментальных и теоретических исследований.

■ In this review the basic principles of various experimental methods to determine angular momentum transfer and orientation effects in heavy ion collisions are described shortly. The status of general information from such measurements and the qualitative conclusions drawn on the (quasielastic and deep-inelastic) reaction mechanism are summarized. The paper contains a survey of the predictions of various macroscopic and microscopic models on the subject under discussion and a comparison of the results of different approaches among themselves and with experimental data. The general lines of further experimental and theoretical investigations are sketched.

## ВВЕДЕНИЕ

Изучение корреляционных явлений и ориентации продуктов ядерных реакций, вызываемых легкими ионами, в течение длительного времени было мощным инструментом для выяснения механизма реакции. В частности, эти эксперименты проводили для определения вида и интенсивности спин-орбитальной связи в оптическом потенциале и в зависящих от спина компонентах эффективных взаимодействий, приводящих к переходам между различными каналами, а также для проверки различных моделей и приближений, используемых при вычислении матричных элементов перехода.

В последние годы активно велись поиски (как экспериментально, так и теоретически) зависящих от спина эффектов в столкновениях

тяжелых ионов (СТИ). При этом из проблем, изучаемых в реакциях с легкими ионами, были исследованы следующие: спин-орбитальная часть оптического потенциала, поляризационные эффекты в неупругом рассеянии и двухнуклонные реакции передач на разрешенные конечные состояния. Экспериментальные результаты позволили по-новому взглянуть на зависящие от спина эффекты в динамике СТИ при больших параметрах столкновения, для описания которых можно успешно использовать хорошо разработанные теоретические методы оценки матричных элементов переходов (метод искаженных волн, метод связанных каналов). Более того, возникли новые проблемы, когда кроме таких квазиупругих столкновений (КУС) были обнаружены события с большой потерей кинетической энергии, относительного углового момента и с большой передачей массы. Предполагается, что во время так называемых *глубоконеупругих столкновений* (ГНС) формируется двойная ядерная система (ДЯС). Эти реакции характеризуются возбуждением высоколежащих состояний составной системы и первичных осколков, т. е. речь идет о высокой плотности состояний в фазовом пространстве. Следовательно, статистический аспект становится актуальным, что позволяет рассматривать столкновение как диссипативный процесс, в котором происходит передача энергии и углового момента из относительного движения во внутренние степени свободы. Кроме того, вследствие очень малой длины волны де Бройля в СТИ при энергии бомбардирующих частиц  $E_{ц.м} = 5 \div 10$  МэВ/А для описания коллективного движения ядер можно использовать модель классических траекторий.

В данной работе обсуждается частный аспект диссипативных явлений: диссипация орбитального углового момента в бинарной реакции  $a + A \rightarrow b + B$ , в которой часть углового момента  $L_i$ , характеризующая первоначальную траекторию, переходит в спины фрагментов в соответствии с выражением  $\Delta L = L_i - L_f = I_b + I_B$ . Вследствие статистической природы этого процесса передаваемый угловой момент  $\Delta L$  не полностью поляризован перпендикулярно плоскости реакции, и спины можно разложить на выстроенную  $I_0$  и флуктуационную компоненты  $I_{fl}$ ,  $I = I_0 + I_{fl}$ . При этом можно поставить физические вопросы о диссипации энергии и углового момента, о распределении  $\Delta L$  между фрагментами и об ориентации каждого фрагмента, характеризуемой отношением  $I_0/I_{fl}$ , в зависимости от таких типичных параметров реакции, как энергия, значение  $Q$ , передача массы, угол отклонения. На все эти вопросы ответ должен быть дан экспериментаторами для того, чтобы можно было развивать и улучшать модели, описывающие диссипативный процесс в ядро-ядерных системах. В частности, для феноменологических моделей с трением необходимо выяснить микроскопическую структуру сил трения, соотношение между радиальной и тангенциальной компонентами трения и вид и интенсивность тензора трения. Кроме того, экспериментальные результаты свидетельствуют о большой

важности отклонений от чистой классической модели — о флуктуациях в макроскопических степенях свободы и их сопряженных импульсах. Но исследование их роли и величины осложняется процессами, ведущими к потере ориентации на последующих стадиях реакции, таких как тепловое возбуждение коллективных мод в делительных конфигурациях, испускание в выходном канале легких частиц и статистических  $\gamma$ -квантов из возбужденных фрагментов, которые уносят часть передаваемого спина. Таким образом, требуется тщательный анализ данных измерений для проведения сравнения с предсказаниями различных теоретических подходов.

Ссылки даны в основном до 1981 г. включительно. Более ранние работы суммированы Лефортом и Нго [1] и Джолосом и Шмидтом [2].

## 1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ О ПЕРЕДАЧЕ УГЛОВОГО МОМЕНТА В СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

**Экспериментальные методы.** Поляризованные пучки тяжелых ионов.

Эксперименты с пучками ориентированных тяжелых ионов были описаны к настоящему времени только для ускоренных ионов  ${}^6\text{Li}$

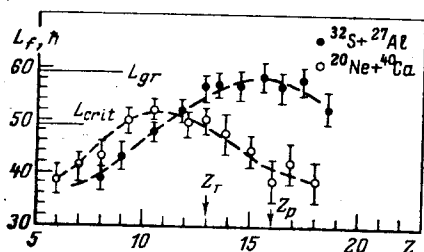


Рис. 1. Зависимость наиболее вероятного углового момента  $L_f$  в точке разрыва, извлеченного из измерения кинетической энергии осколка, от его атомного номера [8]:

$L_{gr}$  — угловой момент в точке касания;  
 $L_{crit}$  — угловой момент, соответствующий пределу слияния в модели резного обрезания

и  ${}^7\text{Li}$ , в которых были измерены векторная и тензорная поляризации (векторная поляризация  $P_z = 50 \div 60\%$  [3]) [4].

**Метод регистрации отдачи  $\gamma$ -квантов.** Если в реакции  $A(a, b)B$  улетающая частица  $b$  образует в возбужденном состоянии и распадается на лету посредством  $\gamma$ -распада в канал  $c$ ,  $b \rightarrow c + \gamma$ , то измеренное сечение частицы  $c$  отражает корреляционную функцию  $W(\Omega_b, \Omega_\gamma)$  (рис. 1). Для перехода в разрешенное конечное состояние можно показать [5], что из формы линии в спектре частицы  $c$  можно получить информацию о диагональных элементах матрицы плотности спиновых состояний частицы  $b$  после реакции  $A(a, b)B$ . (О приложении этого метода к описанию неупругого рассеяния  ${}^{16}\text{O}({}^{12}\text{C}, {}^{12}\text{C}_2^*){}^{16}\text{O}$  см. работу [6].)

**Вращательная энергия двойной ядерной системы.** После полной диссипации энергии в ГНС формируются ДЯС при слиянии ядер. Поэтому кинетическая энергия фрагментов  $E_k$  определяется куло-

новской энергией в точке разрыва и вращательной энергией, связанной с конечным угловым моментом  $L_f$ . Если эффективный радиус разрыва обозначить  $d$  и  $\mathcal{Y} = \mu_f d^2$  — соответствующий момент инерции, то имеем

$$E_k = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{d^2} + \frac{\hbar^2}{2\mathcal{Y}} L_f (L_f + 1).$$

Для легких систем ротационная энергия — важная часть полной энергии ( $Z_1$ ,  $Z_2$  и  $\mathcal{Y}$  малы). Предполагая, что конфигурация разрыва остается неизменной при изменении энергии налетающей частицы на  $dE_1$ , приходим к заключению, что  $dE_k$  в  $E_k$  происходит вследствие различной заселенности  $L_f$ . Тем самым возможно связать изменение  $dE_k$  непосредственно с увеличением передаваемого углового момента. Это было продемонстрировано в [7] для реакции  $^{35}\text{Cl} + ^{27}\text{Al}$ . Для реакций, в которых были сформированы такие средние составные системы, как  $^{60}\text{Zn}$ ,  $^{59}\text{Cu}$  и  $^{88}\text{Zr}$ , Адлером и др. [8] был проведен более уточненный анализ, включающий учет деформации формы фрагментов, с целью определить на основе измерения кинетической энергии фрагментов передаваемый угловой момент в зависимости от атомного номера фрагмента (см. рис. 1). Если диссипированный угловой момент известен из независимых измерений, наблюдаемую кинетическую энергию осколков можно использовать для нахождения параметров деформации осколков [9].

*Распределение  $\gamma$ -множественности.* В ГНС сильновозбужденные фрагменты ведут себя как составные ядра, которые распадаются испусканием легких частиц (нейтронов, протонов,  $\alpha$ -частиц и т. п.) и статистических  $\gamma$ -квантов, уносящих большую часть энергии возбуждения и малую часть углового момента, до тех пор пока не будет достигнута область ираст-линии. Затем процесс снятия возбуждения проходит в основном посредством каскада выстроенных  $E2$ -переходов вдоль ираст-линии. При этом сумма средних угловых моментов двух фрагментов связана со средней  $\gamma$ -множественностью  $\langle M \rangle_\gamma$  эмпирическим соотношением [1]

$$\langle |I_1| + |I_2| \rangle = 2 \langle M \rangle_\gamma - \langle n \rangle \langle s \rangle;$$

здесь  $\langle M \rangle_\gamma$  — средняя множественность статистических  $\gamma$ -квантов;  $\langle n \rangle$  и  $\langle s \rangle$  — среднее число и средний спин испаренных частиц соответственно ( $\langle s \rangle \approx 1\hbar$  для нейтронов и  $\langle s \rangle \approx 10\hbar$  для  $\alpha$ -частиц). Изменение средней  $\gamma$ -множественности, которое, как ожидается, будет более точным для более тяжелых систем, дает верхний предел диссипированного углового момента. Вследствие неизбежных предположений о средних свойствах  $\gamma$ -переходов (мультипольности, выстроенности или ее отсутствии) и об угловом моменте, уносимом при эмиссии частиц, заключение о первичных спинах фрагментов на основании измеренной  $\langle M \rangle_\gamma$  несет в себе некоторую неопределенность.

Первые измерения средней  $\gamma$ -множественности были выполнены Альбрехтом и др. [10] в системе  $^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ . С того времени в исследованиях подобного рода было получено большое количество информации о передаче углового момента в СТИ (см., например, [11]). Ранние работы были выполнены Лефортом и Нго [1]. В более позднее время обширные измерения  $\gamma$ -множественности были проведены Дейрасом и др. [12] в системе  $^{20}\text{Ne} + ^{63}\text{Cu}$  при  $E_{\text{л.с}} = 166$  МэВ, Кристенсенсом и др. [13] в системе  $^{86}\text{Kr} + ^{144}\text{Sm}$  и  $^{154}\text{Sm}$  при  $E_{\text{л.с}} = 490$  МэВ и Возняком и др. [14] для системы  $^{165}\text{Ho} + ^{165}\text{Ho}$  при  $E_{\text{л.с}} = 8,5$  МэВ/А. Кроме первого момента  $\langle M \rangle_\gamma$  были измерены также второй момент  $\sigma = (\langle M^2 \rangle - \langle M \rangle^2)^{1/2}$  и третий (асимметрия распределения)  $s = \langle (M - \langle M \rangle)^3 \rangle / \sigma^3$  [12, 15], где второй момент  $M$

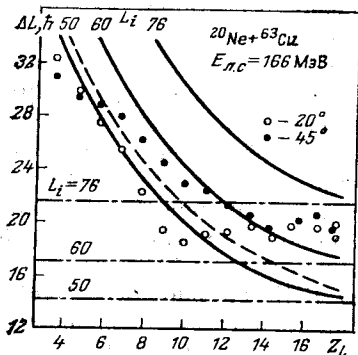


Рис. 2. Зависимость переданного углового момента  $\Delta L$  от атомного номера  $Z_L$  подобного налетающей частице фрагмента, детектируемого под различными углами:

$L_i$  — исходный угловой момент; сплошная линия — предел полного слияния для сферических фрагментов; пунктир — предел полного слияния для деформированных фрагментов ( $L_i = 68 \hbar$ ); штрихпунктир — предел качения [12]

связан со вторым моментом распределения спина [13]. В [12] первые три момента распределения  $\gamma$ -множественности были измерены в совпадении с фрагментами, подобными налетающему иону, для системы  $^{20}\text{Ne} + ^{63}\text{Cu}$ , что должно быть характерным для ситуации в легких системах. Для этой реакции имеем  $L_{\text{gr}} \approx 76\hbar$ , и только малая часть исходных значений  $L$  вплоть до  $L_{\text{crit}} \approx 60\hbar$  дает вклад в ГНС. При заданных значениях зарядового числа фрагмента, подобного налетающему иону, и потери энергии величина  $\langle M \rangle_\gamma$  не сильно зависит от угла реакции. Но для фрагментов, подобных налетающему иону,  $\langle M \rangle_\gamma$  возрастает с увеличением потери энергии до тех пор, пока не достигается максимум в области глубоконеупругих передач (ГН-области). С ростом передачи массы  $\Delta L$  возрастает до значений, близких к пределу, когда происходит полное слияние (рис. 2). Ширина  $\sigma$   $M$ -распределения оказывается большой ( $\sigma \approx 5\hbar$ ) и почти не зависит от потери энергии.

В более тяжелых системах, которые не сливаются, к ГНС ведет широкий диапазон начальных значений  $L_i$ . Снова средняя  $\gamma$ -множественность возрастает с увеличением энергетических потерь, но теперь она достигает насыщения. Это свойство насыщения также проявляется в зависимости  $\langle M \rangle_\gamma$  от массовой асимметрии. В реакции

$^{86}\text{Kr} + ^{166}\text{Er}$  при  $E_{\text{д.с}} = 515 \text{ МэВ}$  Ольми и др. [16] нашли, что при малых потерях энергии величина  $\langle M \rangle_\gamma$  слегка зависит от зарядового номера осколка, подобного налетающему иону, с понижением при  $Z_L = Z_P$ . Но для сильного затухания значение  $\langle M \rangle_\gamma$  не зависит от  $Z_L$  (рис. 3). Также для реакции  $\text{Kr} + \text{Sm}$  Кристенсен и др. [13] сообщили, что для  $Q < -100 \text{ МэВ}$  и при  $|\Delta Z| \geq 6$  как  $\langle M \rangle_\gamma$ , так и  $\sigma$  оказались независимыми от заряда осколка, значения  $Q$  и угла

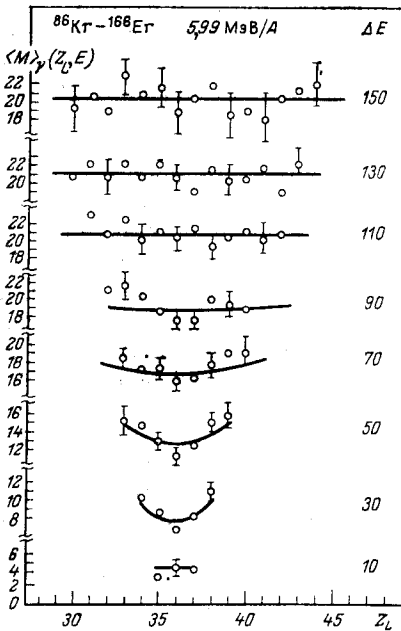
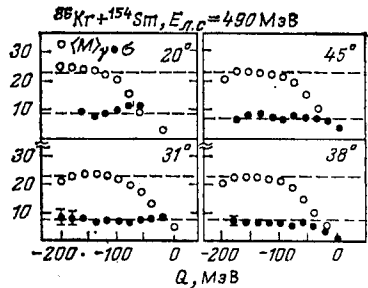


Рис. 3. Зависимость средней  $\gamma$ -множественности  $\langle M \rangle_\gamma$  от зарядового числа  $Z_L$  подобного налетающей частице фрагмента при различных потерях энергии  $\Delta E$  [16]

Рис. 4. Зависимость средней  $\gamma$ -множественности  $\langle M \rangle_\gamma$  (○) и дисперсия  $\sigma$  (●) от значения  $Q$  реакции при различных углах реакции  $\Theta_{\text{д.с}}$ . Было проведено суммирование по всем  $Z_L$ , кроме 36 и 37. Штриховые линии соответствуют насыщению. Значения получены усреднением по всем  $Q$  от  $-100$  до  $-180 \text{ МэВ}$  [13]



реакции, причем  $\langle M \rangle_\gamma = 20\hbar$  и  $\sigma \approx 8\hbar$  (рис. 4). При попытках преобразовать значения  $\langle I \rangle$ , измеренные в зависимости от  $Q$ , в функцию от исходного орбитального углового момента  $L_i$  возникает проблема точного определения  $L$  [1]. Ожидается, что для легких систем угол отклонения является хорошим параметром для этого явления, в то время как Моретто и др. [17, 18] предложили для этой цели степень свободы, связанную с массовой асимметрией.

**Анизотропия  $\gamma$ -квантов.** В различных экспериментах была измерена анизотропия  $\gamma$ -квантов для дискретных линий и непрерывного спектра с целью определения передаваемого углового момента и его выстроенности. Например, анизотропию дискретных  $\gamma$ -линий наблюдали в экспериментах, о которых было сообщено в [19, 20].

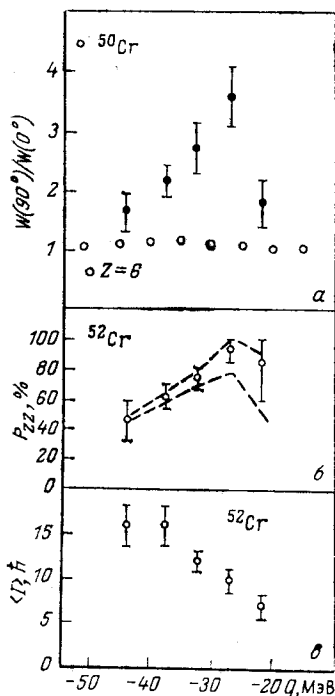
Предполагается, что анизотропия выстроенного каскада, начальными состояниями которого являются высокоспиновые ирраст-

состояния, отражает исходную выстроенность спина. Таким способом можно проследить за флуктуациями оси вращения в зависимости от значения  $Q$  реакции.

В [19] передаваемый угловой момент был определен на основе характера заселения ираст-состояний тяжелого фрагмента, наблюдаемого при  $\gamma$ -спектроскопическом изучении реакции  $^{18}\text{O} + ^{48}\text{Tl}$  при  $E_{\text{д. с.}} = 96$  МэВ с высоким разрешением. Выходы  $\gamma$ -квантов ираст-переходов в  $^{50}\text{Sg}$  на один фрагмент с  $Z = 6$  характеризовались сдвигом интенсивности стороннего заселения в направлении все больших спинов с ростом неупругости. Было обнаружено, что относительные интенсивности в зависимости от спина  $I$  ядра  $^{50}\text{Sg}$  определяют среднее значение  $I_i$  полного исходного распределения спинов фрагмента  $^{52}\text{Sg}$  с погрешностью  $\pm 1\hbar$  при наиболее вероятном значении  $Q$ . Можно предположить, что спин тяжелого осколка  $I_i$  близок к полному передаваемому угловому моменту, так как было обнаружено, что выход  $\gamma$ -квантов с первых возбужденных состояний легких испускаемых фрагментов с  $Z \leq 8$  составляет менее 25%. С точки зрения объяснения механизма реакции интересным является тот факт, что для критического углового момента полученный спин фрагмента согласуется со значением, определенным в пределе полного слипания. Сравнение спектров  $\gamma$ -квантов в плоскости реакции и вне ее показало, что выстроенные  $E2$ -переходы преобладают в плоскости реакции, тогда как большую интенсивность выстроенного дипольного и  $M1/E2$  излучения наблюдали вне плоскости реакции. Корреляции в плоскости реакции оказались изотропными в пределах 20% при всех значениях  $Q$ , начиная с  $Q < -20$  МэВ. Из этих двух экспериментальных фактов следует, что направление оси вращения тяжелого фрагмента близко к нормали к плоскости рассеяния. Выстраивания выстраивания исходного спина в зависимости от значений  $Q$  основывались на измеренном отношении  $W(90^\circ) / W(0^\circ)$ , усредненном по выстроенным  $E2$ -переходам. Нижний предел  $P_{zz}^{\text{мин}}$  для выстраивания спина ядра  $^{52}\text{Sg}$  дан выстраиванием ираст-состояний  $^{50}\text{Sg}$ , т. е. в предположении отсутствия разрушения выстроенности вследствие испускания нейтронов и  $\gamma$ -распадов до каскада  $\gamma$ -квантов вдоль ираст-полосы. Неопределенность в  $P_{zz}$  при  $Q > -30$  МэВ происходит из-за большого разрушения выстроенности вследствие невыстроенных переходов при малых спинах. Отсюда следует, что только выстроенные каскады, начинающиеся при больших спинах, годятся для определения первичной невыстроенной компоненты спина. Результаты эксперимента (рис. 5) показывают, что флуктуации первоначальной оси вращения в квазиупругих процессах весьма малы, что находится в противоречии с предсказаниями модели прямых реакций [21], и возрастают с ростом неупругости.

Если бы передаваемый спин был выстроен перпендикулярно плоскости реакции и большая часть спина уносилась выстроенными  $E2$ -переходами, то такое выстраивание спина вело бы к большому значению отношения выходов  $\gamma$ -квантов в непрерывном спектре в

плоскости реакции и вне ее  $W(90^\circ/0^\circ)$ . В недавних экспериментах наблюдаемые небольшие значения  $W(90^\circ/0^\circ)$  интерпретировались как проявление деполаризационного механизма в процессе реакции, вызываемого тепловым возбуждением коллективных мод во вращающейся двойной ядерной системе. В [14] исследовали зависимость этого деполаризационного процесса от значения  $Q$  в системе  $^{165}\text{Ho} + ^{165}\text{Ho}$  при  $E_{\text{д.с}} = 8,5$  МэВ/А. В этом случае симметричных систем измеренная  $\gamma$ -множественность дает угловой момент, преобразованный в спин одного осколка. Видно, что в ГН-области переданный спин быстро растет с увеличением потерь энергии и достигает насыщения примерно при  $50\hbar$ , что является следствием достижения предела полного слипания. Отношение  $W(90^\circ/0^\circ)$ , отложенное в зависимости от значения  $Q$  реакции, равно единице для упругих событий и быстро растет с увеличением потери энергии, затем убывает почти до единицы при наибольших потерях энергии (рис. 6). Можно



отношение для упругих событий и быстро растет с увеличением потери энергии, затем убывает почти до единицы при наибольших потерях энергии (рис. 6). Можно

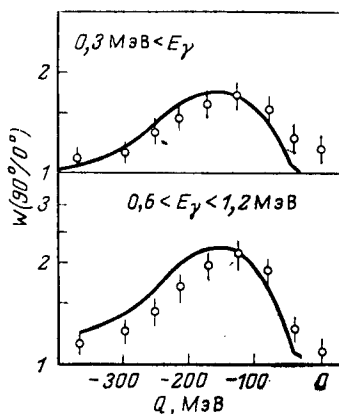


Рис. 5. Анизотропия (отношение интенсивности в плоскости реакции к интенсивности вне плоскости реакции) выстроенных  $E2$  ирраст-переходов в  $^{50}\text{Cr}$  (черные точки) и проинтегрированного по энергии спектра  $\gamma$ -квантов в совпадении с улетающей частицей с  $Z = 6$  (светлые) (а), выстраивание спина первичного фрагмента  $^{52}\text{Cr}$  в канале реакции  $Z = 6$  (б) и спин первичного фрагмента  $^{52}\text{Cr}$  [19] (в):

штриховые линии отмечают верхний и нижний пределы для  $P_{zz}$

Рис. 6. Зависимость экспериментальных (○) и теоретических (сплошная кривая) значений анизотропии  $W(90^\circ/0^\circ)$  от значения  $Q$  реакции для  $^{165}\text{Ho} + ^{165}\text{Ho}$  при  $E_{\text{д.с}} = 8,5$  МэВ/А [14]



предположить, что  $W(90^\circ/0^\circ)$  приблизительно пропорционально  $I^2/\bar{R}^2$ , где  $\bar{R}^2$  — среднеквадратичный вектор, описывающий отклонение от выстроенности;  $I$  — спин фрагмента. В соответствии с этим быстрый рост  $W(90^\circ/0^\circ)$  в КУ-области отражает быстрое увеличение спина фрагментов. С другой стороны, в ГН-области  $I$  в основном постоянно, тогда как  $W(90^\circ/0^\circ)$  уменьшается. Это является указанием на то, что невыстроенный угловой момент  $R$  возрастает с увеличением потери энергии. Из измеренного отношения  $\bar{R}^2/I^2$  можно извлечь угол невыстроенности, который находится в хорошем согласии со значением, предсказанным моделью деполяризации Моретто и Шмитта [22].

Агер и др. [23] использовали этот метод для определения анизотропии  $\gamma$ -квантов в плоскости и вне плоскости реакции в совпадении с глубоконеупругими продуктами реакции  $^{136}\text{Xe} + ^{197}\text{Au}$  при начальной энергии  $E_{\text{л.с}} = 1064$  МэВ. Малая анизотропия вне плоскости реакции указывает на невыстроенность спинов фрагментов, которая соответствует углу невыстроенности  $(34 \pm 7)^\circ$ , что является следствием теплового возбуждения коллективных мод. Дейрас и др. [24], измерявшие одновременно первые три момента распределения множественности  $\gamma$ -квантов и анизотропию  $\gamma$ -квантов вне плоскости реакции в зависимости от массовой асимметрии продуктов глубоконеупругой реакции  $^{20}\text{Ne} + ^{63}\text{Cu}$  при  $E_{\text{л.с}} = 168$  МэВ, обнаружили, что большая дисперсия распределения множественности оказывается связанной с малой анизотропией. Этот результат, по-видимому, указывает на случайную компоненту углового момента, которая сравнима с выстроенной компонентой, порожденной тангенциальным трением.

*Поляризация  $\gamma$ -квантов.* Для того чтобы экспериментально различить предсказанные положительные и отрицательные углы отклонения в СТИ, необходимо знать направление орбитального углового момента во входном канале. Измерение этого направления основывается на том факте, что в течение столкновения тяжелых ионов часть исходного углового момента передается в спины фрагментов. Это должно приводить к вращению ядер в том же самом смысле, что и для орбитального движения. О следующем затем  $\gamma$ -распаде известно, что поляризация ядра проявляется как круговая поляризация, если излучение наблюдается приблизительно параллельно направлению спина фрагмента, и что эта  $\gamma$ -поляризация достигает 100 % для выстроенных переходов. Так как круговая поляризация  $\gamma$ -квантов имеет тот же знак, что и поляризация ядра, она является мерой знака угла отклонения.

В эксперименте круговую поляризацию  $P_z \gamma$ -квантов распада измеряли в совпадении с улетающей частицей. Из одновременно наблюдаемых четырех скоростей счета  $N_{ij}$  совпадений частицы и  $\gamma$ -кванта можно получить асимметрию скорости счета  $P_z A$ . Здесь  $A$  означает анализирующую способность поляриметра. Первое исследование, выполненное Тротманом и др. [25], дало следующие результаты

для реакции  $^{40}\text{Ar} + \text{natAg}$  при  $E_{л.с} = 284,300$  МэВ:

	ГН-область	КУ-область
$\langle P_z A \rangle$	$-0,65 \pm 0,15 \%$	$+1,2 \pm 1,0 \%$
$\langle P_z \rangle$	$-25 \%$	$45 \%$

Видно, что поляризация много меньше, чем 100 %, что ожидалось для выстроенного  $\gamma$ -каскада хорошо выстроенных ядер. Но было показано, что в ГН-процессах вектор поляризации лежит в противоположном направлении по отношению к нормали к плоскости рассеяния  $\mathbf{k}_f \times \mathbf{k}_i$ , как ожидалось для отрицательного угла рассеяния, тогда как КУ-процессы характеризовались положительным углом рассеяния. В более поздней работе [26] те же авторы определили поляризацию улетающей частицы в реакции  $^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$  при  $E_{л.с} = 100$  МэВ, используя метод пропускания, что позволяет измерить круговую поляризацию  $\gamma$ -квантов в зависимости от их энергии.

В измеренных спектрах  $\gamma$ -квантов, испускаемых при девозбуждении улетающей частицы, были определены области фотопика дискретных линий и была извлечена поляризация  $\langle P_z \rangle$  из наблюдаемой асимметрии скорости счета  $\langle P_z A \rangle$ . Кроме того, была определена средняя поляризация  $\gamma$ -квантов непрерывного спектра, являющихся фоном для дискретных линий. Вследствие того что эти  $\gamma$ -кванты непрерывного спектра появляются при распаде тяжелого фрагмента, их поляризацию можно использовать в качестве меры поляризации мишенеподобного фрагмента. Поляризацию легкого фрагмента характеризуют следующие черты (рис. 7):

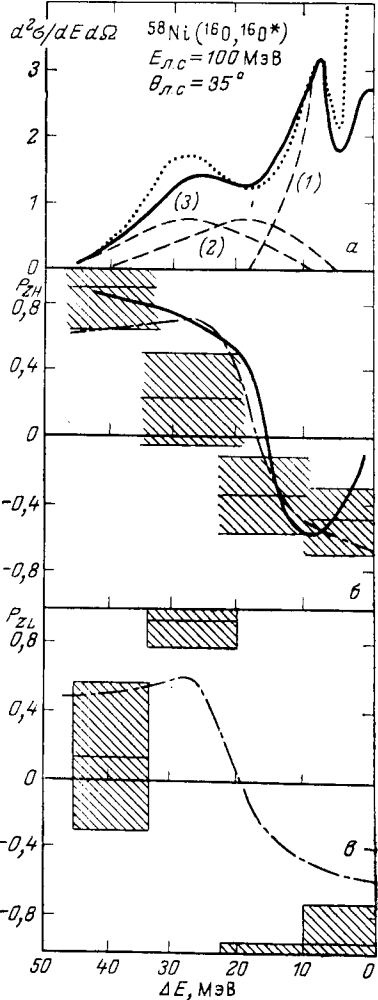


Рис. 7. Экспериментальные (●) и теоретические сечения (а) и поляризации тяжелого (б) и легкого фрагментов (в) в реакции  $^{58}\text{Ni}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O}^*)$  при  $E_{л.с} = 100$  МэВ:

экспериментальные данные из [26]; сплошные линии — вычисления по методу искаженных волн вплоть до третьего порядка [79]; вклады первого (1), второго (2) и третьего (3) порядка представлены отдельно (а); штрихпунктир — вычисления в модели классических траекторий из [95]

поляризация легких возбужденных фрагментов может быть большой в реакциях, в которых возбуждаются высоколежащие состояния мишенеподобного фрагмента;

наблюдаются разные черты в неупругом канале и при передачах;

поляризация легкого и тяжелого фрагментов не обязательно коррелирует в знаке и значении. В частности, поляризация улетающего ядра не отражает перехода от положительных к отрицательным углам рассеяния.

*Угловые корреляции в последовательном делении.* В совпадении с фрагментом, подобным налетающей частице, измеряется угловая

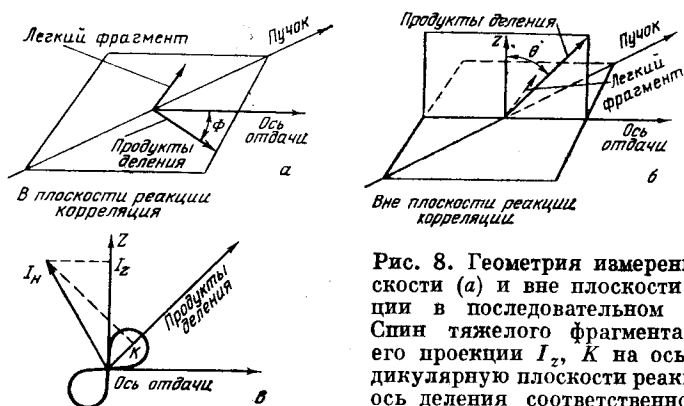


Рис. 8. Геометрия измерения в плоскости (а) и вне плоскости (б) реакции в последовательном делении. Спин тяжелого фрагмента  $\langle I_N \rangle$  и его проекции  $I_z$ ,  $K$  на ось, перпендикулярную плоскости реакции, и на ось деления соответственно (в) [28]

распределение одного из продуктов деления делящегося мишенеподобного фрагмента по отношению к оси отдачи, как в плоскости реакции, так и вне ее. Геометрия измерения указана на рис. 8. Угловое распределение осколков деления фиксируется ориентацией оси симметрии ядра в седловой точке, определяемой распределением квантовых чисел  $I$ ,  $I_z$  и  $K$  (рис. 8, в). Предполагается гауссово распределение по  $K$  ( $|K| \leq I$ ):

$$\rho(K) = \exp(-K^2/2K_0^2); \quad K_0^2 = T/\hbar^2 (1/\mathcal{Y}_{\parallel} - 1/\mathcal{Y}_{\perp})^{-1}$$

с шириной распределения  $K_0$ , определяемой температурой  $T$ , и параллельной  $\mathcal{Y}_{\parallel}$  и перпендикулярной  $\mathcal{Y}_{\perp}$  компонентами момента инерции по отношению к оси симметрии ядра. Если система является полностью выстроенной ( $I = I_z$ ), корреляция в плоскости реакции изотропна, а вне плоскости реакции корреляция  $W(\theta)$  зависит от заселения  $I$ . Для сравнения с экспериментальными данными приходится усреднять по  $I$ ,  $I_z$  и  $K$

$$W(\theta) = \sum_{I=0}^{\infty} P(I) \sum_{K=-I}^I P(K) W_{I_z, K}^I(\theta),$$

где

$$W_{I_z, K}^I(\theta) = \frac{1}{2} (2I + 1) |d_{I_z, K}^I(\theta)|^2;$$

$$P(K) = \rho(K) / \sum_K \rho_K; P(I) \sim 2I + 1;$$

$d$  — приведенный элемент  $\mathcal{D}$ -матрицы. (Подробно см. в [27].)

Для реакции  $^{86}\text{Kr} + ^{209}\text{Bi}$  при  $E_{\text{д.с}} = 610$  МэВ [28] подъем углового распределения в плоскости реакции вдоль направления отдачи ( $\varphi = 0$ ) (рис. 9) свидетельствует о том, что компонента  $I_z$  вектора  $I$

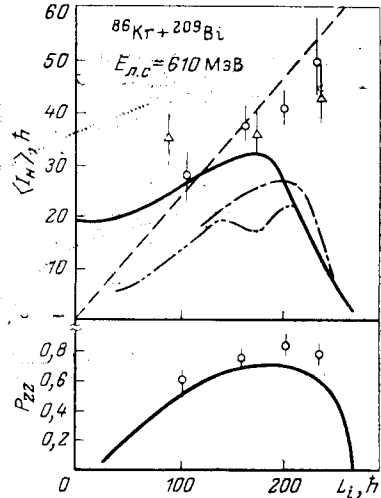
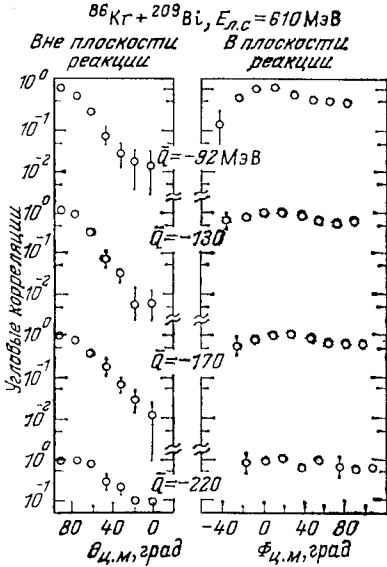


Рис. 9. Последовательное деление тяжелых осколков в реакции  $^{86}\text{Kr} + ^{209}\text{Bi}$  при  $E_{\text{д.с}} = 610$  МэВ:

корреляции в плоскости и вне плоскости реакции при различных значениях  $Q$  реакции [28]

Рис. 10. Сравнение экспериментальных значений углового момента  $\langle I_H \rangle$ , переданного тяжелому фрагменту, и выстраивания  $P_{zz}$  с предсказаниями различных моделей [28]:

$L_i$  — исходный орбитальный угловой момент; пунктир — сфероиды в пределе полного слияния; сплошная линия — теория переноса Неренберга и др.; штрихпунктир — одностороннее трение Пандруна; двойной штрихпунктир — динамическая модель Дойблера и Дитриха

в плоскости реакции направлена перпендикулярно направлению отдачи. Средний угловой момент, переданный тяжелому фрагменту, недооценивается динамическими моделями с трением, как это можно видеть из рис. 10. Более того, система является сильно выстроенной. Аналогичные результаты были получены для систем  $^{86}\text{Kr} + ^{197}\text{Au}$  при  $E_{\text{д.с}} = 730$  МэВ [29] и  $^{86}\text{Kr} + ^{197}\text{Au}$  при  $E_{\text{д.с}} = 618$  МэВ [30]. В реакции  $^{209}\text{Bi} (^{14}\text{N}, \alpha f)$  при  $E_{\text{д.с}} = 115$  МэВ [31] также не было най-

дено никаких четких данных о третьей компоненте переданного углового момента.

Гарраж и др. [32] пришли к заключению о больших компонентах к плоскости реакции даже в направлении отдачи в системах  $^{208}\text{Pb} + ^{58}\text{Ni}$ ,  $^{208}\text{Pb} + ^{90}\text{Zr}$  и  $^{238}\text{U} + ^{58}\text{Ni}$  при  $E_{\text{л.с}} = 7,5$  МэВ/А:  $\langle I_x^2 \rangle^{1/2} = (12 \div 17) \hbar$ ,  $\langle I_y^2 \rangle^{1/2} = (8 \div 13) \hbar$ ,  $\langle I_z^2 \rangle^{1/2} = (40 \div 45) \hbar$ . В отличие от системы Кг + Ви, в которой передаваемый угловой момент и выстроенность уменьшаются с ростом потерь энергии, для  $^{86}\text{Kr} + ^{238}\text{U}$  при  $E_{\text{л.с}} = 730$  МэВ [33] получено быстрое увеличение  $\langle I_H \rangle$  и  $P_{zz}$  с ростом потерь энергии (рис. 11).

*Угловое распределение испускания легких частиц.* В ГНС после разрыва ДЯС образуются высоковозбужденные фрагменты с большим угловым моментом, которые могут распадаться испусканием

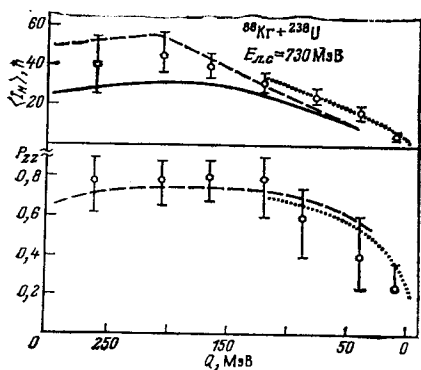


Рис. 11. Сравнение экспериментальных значений [33] углового момента  $\langle I_H \rangle$ , переданного тяжелому осколку, и выстраивания  $P_{zz}$  (в зависимости от  $Q$  реакции) с предсказаниями различных теоретических моделей:

сплошная линия — однопольная диссипация Рандруна; пунктир — динамическая модель с трением (Шмидт и др.); точки — модель обмена частицами [105]

нейтронов, протонов,  $\alpha$ -частиц или других легких частиц. Такие последовательные частицы испускаются в основном в плоскости, перпендикулярной угловому моменту, с анизотропией вне плоскости реакции, отражающей угловой момент и его флуктуации. Различные теоретические выражения для углового распределения частиц, испаренных быстро вращающимися высоковозбужденными ядрами, сравниваются между собой в [34]. Аналитические выражения были выведены в [35] на основе квазиклассических моделей с гауссовым распределением для затрагиваемых в рассмотрении угловых моментов (см. также [27, 36]). Разлагая  $I$  на компоненту  $I_0$ , выстроенную в плоскости реакции, и флуктуирующую компоненту  $I_H$ , т. е.  $I = I_0 + I_H$  с  $\langle I_x \rangle = \langle I_y \rangle = 0$ ,  $\langle I_z \rangle = I_0$ , и предполагая соответствующее гауссово распределение  $P(I)$

$$P(I) \sim \exp\left(-\frac{(I - I_0)^2}{2\sigma_I^2}\right),$$

Кюн и др. [37] параметризовали экспериментальное угловое распределение вне плоскости реакции  $W(\theta)$ , считая  $I_0$  и  $\sigma_I$  параметра-

ми:

$$W(\theta) \sim \exp \left[ -c \left( I_0 + 1/c \right)^{1/2} \cos^2 \theta / \left( 1 + 2c\sigma_1^2 \right) \right];$$

$$c = \hbar^2 \mu R^2 / 2T \psi(\psi + \mu R^2).$$

Это выражение показывает, что невозможно независимое определение  $I_0$  и  $\sigma_1$  на основе измеренного  $W(\theta)$ .

Экспериментальные результаты для углового распределения вне плоскости реакции  $\alpha$ -частиц из  $^{40}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$  при  $E_{л.с} = 280$  МэВ, как это сообщалось в [38], показаны на рис. 12. В этом эксперименте испускание  $\alpha$ -частиц из ядра отдачи можно выделить тщательным отбором угла отклонения. Средний угловой момент, переданный легкому и тяжелому фрагментам, дан на рис. 13 и соответствует пределу полного слипания деформированных фрагментов, но он меньше значения спина, полученного при измерении  $\gamma$ -множественности.

Аналогичные экспериментальные результаты имеются для углового распределения  $\alpha$ -частиц в реакции  $^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$  при  $E_{л.с} = 340$  МэВ [39],  $^{40}\text{Ar} + ^{154}\text{Sm}$ ,  $^{184}\text{Dy}$  и  $^{40}\text{Ar} + ^{118}\text{Sn}$  при  $E_{л.с} = 222$ ,

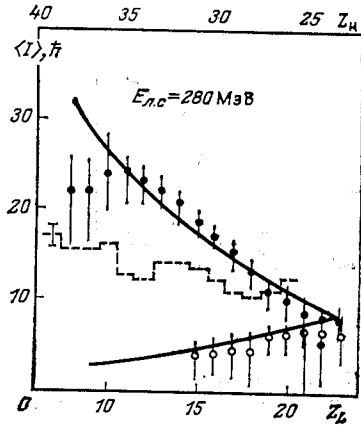
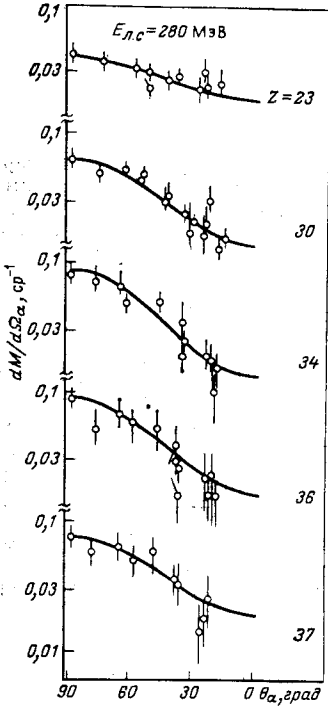


Рис. 13. Средний угловой момент  $\langle I \rangle$ , переданный легкому ( $Z_L$ ) и тяжелому ( $Z_H$ ) фрагментам, извлеченный из угловых распределений  $\alpha$ -частиц вне плоскости реакции в реакции  $^{40}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$  при  $E_{л.с} = 280$  МэВ: сплошная линия соответствует пределу полного слипания для двух деформированных ядер; пунктир — значения  $\langle I \rangle$ , полученные на основе измерения  $\gamma$ -множественности [38]

Рис. 12. Угловое распределение вне плоскости реакции  $\alpha$ -частиц в реакции  $^{40}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$  при  $E_{л.с} = 280$  МэВ, испущенных различными фрагментами с атомным номером  $Z$ :

$\theta_\alpha$  — угол испускания в системе покоя эмиттера; кривые — результат среднеквадратичной подгонки [38]

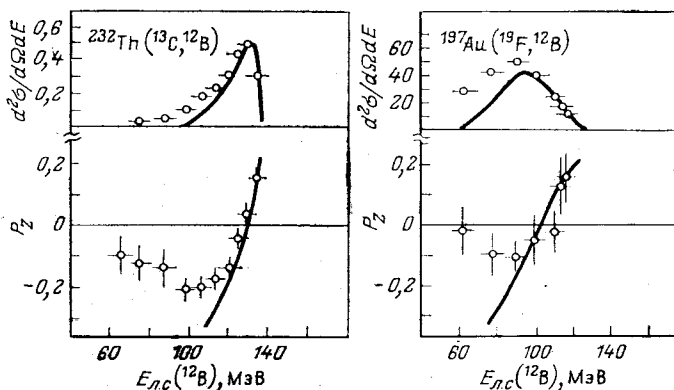


Рис. 14. Двойное дифференциальное сечение и поляризация  $^{12}\text{B}$  в различных реакциях передачи:

экспериментальные данные сравниваются с вычисленными по методу искаженных волн из [79]

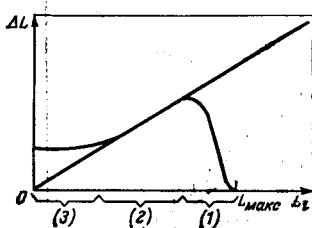


Рис. 15. Схематическое представление передаваемого углового момента  $\Delta L$  в зависимости от исходного углового момента  $L_i$ :

1 — неполная релаксация; 2 — равновесие; 3 — большие флуктуации [1]

274 и 340 МэВ соответственно [40],  $^{86}\text{Kr} + \text{nat Ag}$ ,  $E_{л.с.} = 664$  МэВ [41],  $^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$  при  $E_{л.с.} = 6$  МэВ/А [42].

**Анизотропия  $\beta$ -распада  $^{12}\text{B}$ .** Если ГНС приводит к основному состоянию  $^{12}\text{B}$  ( $I^\pi = 1^+$ ), угловое распределение  $\beta$ -частиц в последующем  $\beta$ -распаде на  $^{12}\text{C}$  в основном состоянии следующим образом связано с поляризацией  $P_z$  ядра  $^{12}\text{B}$ :  $W(\theta) \sim (1 - P_z \cos \theta)$ . В таком случае  $P_z$  определяется из анизотропии  $W(0^\circ)/W(180^\circ)$ .

Используя ЯМР, можно также извлечь выстраивание  $^{12}\text{B}$ . Имеются экспериментальные результаты по различным реакциям передачи от легких и тяжелых мишеней при различных бомбардирующих энергиях:  $^{14}\text{N} + ^{27}\text{Al}$ ,  $\text{natCu}$  при  $E_{л.с.} = 120$  МэВ [43],  $^{14}\text{N} + ^{100}\text{Mo}$  при  $E_{л.с.} = 90, 125$  и  $200$  МэВ,  $^{14}\text{N} + ^{232}\text{Th}$  при  $E_{л.с.} = 129$  МэВ [44],  $^{19}\text{F} + ^{197}\text{Au}$  при  $E_{л.с.} = 186$  МэВ [45]. Выстроенность  $^{12}\text{B}$  была измерена в реакции  $^{14}\text{N} + ^{100}\text{Mo}$ ,  $^{232}\text{Th}$  при  $E_{л.с.} = 200$  МэВ [46]. Некоторые результаты даны на рис. 14.

**Механизм диссипации углового момента в глубоконеупругих столкновениях тяжелых ионов.** Экспериментальные результаты свидетельствуют о существовании двух отдельных типов столкновений тяжелых ионов при малой бомбардирующей энергии в зависимости

от параметра столкновения реакции: квазиупругих и глубоконеупругих процессов, которые характеризуются различным поведением параметров реакции ( $\Delta E$ ,  $\Delta L$ , передача массы), что есть следствие различных механизмов реакции. При больших параметрах столкновения протекают КУ-процессы. Время взаимодействия мало, и релаксация макроскопических степеней свободы (энергии, углового момента, массовой асимметрии) не является полной (рис. 15) [1]. Передаваемый угловой момент  $\Delta L$  является в основном выстроенным и возрастает с увеличением потери кинетической энергии  $\Delta E$ . Эта передача углового момента происходит двояким образом: как неупругое возбуждение мод определенной мультипольности и как передача нуклонов, занимающих определенные орбитали в налетающем и остаточном ядрах. Можно ожидать, что в таком КУ-процессе образуется слабая поляризация при изменении среднего поля мишени вследствие спин-орбитальных эффектов. Если параметр столкновения уменьшается, время реакции становится большим и потери кинетической энергии и углового момента достигают насыщения, что соответствует равновесному состоянию системы, вращающейся как твердое тело (предел полного слипания). Большое возбуждение составной ядро-ядерной системы приводит к значительным флуктуациям в коллективных переменных  $Q = \{R, \theta, \theta_1, \theta_2\}$  вокруг их значений на классической траектории. Здесь  $R$  — расстояние между центрами масс ядер;  $\theta_1$  и  $\theta_2$  — углы поворота каждого иона;  $\theta$  — угол поворота всей системы. На этой стадии реакции играют роль различные механизмы деполаризации: передача массы, фермиевское движение нуклонов и тепловые возбуждения коллективных мод в эволюционирующей к делению ДЯС. Влияние этих процессов видно на рис. 15 для нижайших значений  $L_i$ . После такого долгого времени релаксации (около  $10^{-21}$  с) вылетающие фрагменты могут быть детектированы при положительных и отрицательных углах рассеяния [49]. Наложение вкладов различных траекторий и дальнейший распад фрагментов с испусканием легких частиц и  $\gamma$ -квантов также оказывает влияние на измеряемую результирующую поляризацию и выстраивание передаваемого спина.

В феноменологических моделях с трением эти стадии взаимодействия описываются действием различных типов сил трения. Когда ядра с массами  $A_1$  и  $A_2$  и моментами инерции  $\mathcal{I}_1$  и  $\mathcal{I}_2$  приближаются к критическому расстоянию  $R_{\text{crit}}$  между их поверхностями, вступают в игру радиальные и тангенциальные силы трения. Первоначально момент тангенциальных сил трения скольжения вызывает их индивидуальное вращение со спином  $I_i$  ( $i = 1, 2$ ). Затем ядра достигают предела качения, определяемого механическим условием качения  $r_1(\dot{\theta} - \dot{\theta}_1) + r_2(\dot{\theta} - \dot{\theta}_2) = 0$ . Здесь  $r_1$  и  $r_2$  — расстояния между центрами фрагментов и центром масс полной системы. В этом пределе количество диссипированного углового момента не зависит от массовой асимметрии системы. Оно дается величиной



$\Delta L = (2/7) L_i$ . Для отношения окончательных спинов фрагментов имеем  $I_1/I_2 = r_1/r_2 \approx (A_1/A_2)^{1/3}$ . На следующем этапе тангенциальное трение качения, действуя против относительного движения участников реакции, уравнивает их угловые скорости и начинает выполняться условие полного сцепания. Это значит, что тангенциальные силы трения исчезают. В таком состоянии равновесия, определяемом условием  $\dot{\theta}_1 = \dot{\theta}_2 = \dot{\theta}$ , передача углового момента зависит от массового числа ионов в соответствии с выражением

$$\Delta L = \frac{\gamma_1 + \gamma_2}{\mu R_{12}^2 + \gamma_1 + \gamma_2} L_i,$$

где  $\mu$  — приведенная масса системы. Распределение  $\Delta L$  между ядрами дается формулой  $I_1/I_2 = \gamma_1/\gamma_2 = (A_1/A_2)^{5/3}$ . Эта ситуация подтвердилась в большей части экспериментов. (Обсуждение предела полного сцепания в терминах фазового пространства микроскопических степеней свободы двух сталкивающихся тяжелых ионов, описываемых каждый в модели ферми-газа, дано в [50].)

## 2. ОРИЕНТАЦИЯ В СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ. ОБЩЕЕ РАССМОТРЕНИЕ

Свойства ядерной реакции  $A(a, b)B$ , протекающей от начального спинового состояния  $I_a, M_a, I_A, M_A$  налетающей частицы и мишени к конечному спиновому состоянию  $I_b, M_b, I_B, M_B$  улетающей частицы и остаточного ядра, можно описать в терминах  $S$ -матрицы с элементами в спиновом пространстве  $\langle I_B M_B I_b M_b | S | I_a M_a I_A M_A \rangle$ . Если ориентация системы  $a + A$  определяется матрицей плотности  $\rho_i$ , то матрица плотности конечного состояния  $b + B$  дается выражением  $\rho_f = S^+ \rho_i S$ . Информация об улетающей частице  $b$  содержится в приведенной матрице плотности  $\rho_{fb} = \text{Tr}_B(\rho_f)$ . Затем элементы приведенной матрицы плотности  $\rho_{fb}$  можно разложить по средним значениям  $\langle t_{kq} \rangle$  неприводимого тензорного оператора  $t_{kq}$  ( $k \leq 2I_b, k \geq q \geq -k$ ), построенного из декартовых компонент вектора  $I_b$ , т. е.

$$t_{00} = 1; t_{10} = I_{bz} / \sqrt{I_b(I_b + 1)}; t_{20} = [3I_{bz}^2 - I_b(I_b + 1)] / [2I_b(I_b + 1)]. \quad (1)$$

Явное выражение для этого разложения с  $S$ -матрицей в представлении спинов каналов было дано Симоном [52]. Для неполяризованного состояния ориентация конечного состояния дается средним значением

$$\langle t_{kq} \rangle = \text{Tr}_b(\rho_{fb} t_{kq}) / \text{Tr}_b(\rho_{fb}) = \text{Tr}(SS^+ t_{kq}) / \text{Tr}(SS^+).$$

Тензоры нижайшего ранга соответствуют таким физическим величинам, как дифференциальное сечение ( $t_{00}$ ), вектор поляризации ( $t_{1q}$ ), выстроенность ( $t_{2q}$ ). Для  $I_b = 1/2$  ориентация  $b$  полностью определяется вектором поляризации. Если спин  $I_b$  распределен симме-

трично вокруг оси  $z$ , которая перпендикулярна плоскости реакции, то среднее значение  $t_{kq}$  при  $q \neq 0$  исчезает, и поляризацию  $P_z$  и выстроенность  $P_{zz}$  можно выразить через вероятность заселения  $W_{M_b}$  состояний с различными значениями магнитного квантового числа  $M_b$  в соответствии с

$$P_z = \frac{1}{I_b} \sum_{M_b} M_b W_{M_b}; \tag{2}$$

$$A = [3 \sum_{M_b} M_b^2 W_{M_b} - I_b(I_b + 1)]/[2I_b(I_b + 1)].$$

Величины  $P_z$  и  $P_{zz}$  нормированы так, что их значения заключены между  $+1$  и  $-1$ , и равны нулю при случайной ориентации  $I_b$ . [Для поляризованного пучка  $A$  ( $a, b$ )  $B$  анализирующая способность реакции определяется как  $T_{kq} = \text{Tr}(St_{kq}S^+)/\text{Tr}(SS^+)$ .]

Общее обсуждение поляризационных явлений в таких терминах в СТИ было проведено Эллисом [53] с использованием предложенной Струтинским параметризации  $S$ -матрицы [54]. В координатной системе  $\mathbf{k}_a \parallel z$ ,  $\mathbf{k}_a \times \mathbf{k}_b \parallel y$  и в схеме связи  $\mathbf{I}_a + \mathbf{L} = \mathbf{j}$ ,  $\mathbf{I}_A + \mathbf{j} = \mathbf{J}$ , где  $\mathbf{L}$  — относительный орбитальный угловой момент;  $S$ -матрица, связывающая каналы  $c$  и  $c'$ , дается в виде

$$\begin{aligned} & \langle M_B m' c' | S | c M_A m \rangle = \\ & = \frac{1}{k_a} \sum_{Lj, L'j'} (L 0 I_a M_a | j m) (I_A M_A j m | J M) \times \\ & \times (L' M' I_b M_b | j' m') (I_B M_B j' m' | J M) f_{c'c}^{j\pi} P_{L'}^{M'1}(\cos \theta); \end{aligned} \tag{3}$$

здесь

$$\begin{aligned} f_{c'c}^{j\pi} & = \hat{L} \hat{L}' \sqrt{(L' - M')! / (L' + M')!} \mathcal{M}_{c'c}^{j\pi}, \\ \hat{L} & = \sqrt{2L + 1} \text{ и т. д.}; \end{aligned} \tag{4}$$

и  $\mathcal{M}^{j\pi}$  связана с амплитудой реакции. Используя специфические черты СТИ, вводим следующие основные приближения:

а) угловые моменты  $L, L'$  велики по сравнению со спинами  $I_a, I_b, I_A, I_B$ , что справедливо, по крайней мере, для КУС. Поэтому каждый коэффициент Клебша — Жордана в (3) содержит два малых и один большой угловой момент и может быть аппроксимирован приведенной матрицей вращений

$$(L M I_b M_b | j M + M_b) \approx d_{j-L M_b}^{I_b}(\pi/2).$$

Следовательно, коэффициент Клебша — Жордана зависит от  $j - L$ , а не от самого  $L$ , и ориентацию во входном и выходном каналах можно выразить в виде функции одного индекса  $\rho = j - L, J - j$  и  $\rho' = j' - L', J - j'$ ;

б) матричный элемент  $\mathcal{M}^{J\pi}$  параметризуется в лоренцевском виде

$$\mathcal{M}_{c'c}^{J\pi} = \frac{A_{\rho'\rho}}{b_{\rho'\rho}^2 + (L' - L_{\rho'\rho})^2} \exp [i (\theta_{\rho'\rho} L' + c_{\rho'\rho})];$$

в) используется асимптотическое выражение для присоединенных полиномов Лежандра  $P_{L'}^{M'}(\cos \theta)$ ;

г) сумма по орбитальным угловым моментам  $L'$  выражается в виде интеграла, так что получается явное выражение для  $\sum_{L'} f^{J\pi} = f_{\rho'\rho}(M')$  через параметры  $A_{\rho'\rho}$ ,  $b_{\rho'\rho}$ ,  $l_{\rho'\rho}$ ,  $\theta_{\rho'\rho}$  и  $c_{\rho'\rho}$ .

Далее поляризацию  $P_{zb}(\theta)$  можно вычислить непосредственно по формуле  $\text{Tr}(SS^+ I_{by}) / I_b \text{Tr}(SS^+) = N(\theta) / D(\theta)$ . Как может быть показано, числитель  $N(\theta)$  является суммой по  $\rho$  и  $\rho'$ , в которой каждый член можно отнести к вкладу с дальней стороны ядра, если смотреть со стороны рассеянной частицы, с максимумом при  $\theta < 0$  (отрицательные углы рассеяния), пропорциональному  $\exp(-2b_{\rho'\rho}(\theta_{\rho'\rho} + \theta))$ , или к вкладу с ближней стороны с максимумом при  $\theta > 0$  (положительные углы рассеяния), пропорциональному  $\exp(-2b_{\rho'\rho}|\theta_{\rho'\rho} - \theta|)$ , или к осциллирующему интерференционному члену, пропорциональному  $\cos(l_{-\rho'-\rho} + l_{\rho'\rho} + 1)$ . Знаменатель пропорционален  $\sin(l_{-\rho'-\rho} + l_{\rho'\rho} + 1)$ . Вследствие сложности выражений нельзя сделать однозначных выводов о знаке и значении поляризации в зависимости от падающей энергии или величины  $Q$ . Но сказанное выше иллюстрирует, что разные знаки поляризации можно связать с положительными и отрицательными углами рассеяния и что поляризация может быть равной нулю, если имеется баланс рассеяния с обеих сторон.

Подобные исследования были проведены Выдрук-Власенко [55], опуская предположение о том, что спины конечного канала  $I_b$  и  $I_B$  малы, так что теория применима также к ГНС. В [55] было показано, снова используя упрощения а — г, что для полного выстраивания спина канала  $S = |I_b \pm I_B|$  поляризацию можно выразить в виде баланса сечений с положительным и отрицательным углами рассеяния. Если имеется невыстроенность  $\Delta S$ , то поляризация становится меньше в соответствии с

$$P_{zb} \approx \left(1 - \frac{I_B \Delta S}{I_b S_0}\right) P_{zb}(S_0 = I_B + I_b).$$

Чтобы распространить рассуждения на многоканальный случай, необходимо сделать предположения о средних значениях и флуктуациях амплитуд реакции. Это ведет к похожим выражениям для средней поляризации, как было получено Дюннвебером и др. [56] в рамках модели классических траекторий для ГНС с включением статистических флуктуаций.

### 3. ЗАВИСЯЩИЕ ОТ СПИНА ЭФФЕКТЫ В КВАЗИУПРУГИХ СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

**Спин-орбитальный член в оптическом потенциале.** Для упругого рассеяния или прямых реакций, идущих на разрешенные конечные состояния, явления ориентации в СТИ могут происходить непосредственно от (реального) спин-орбитального взаимодействия в оптическом потенциале, который определяет искажение относительного движения сталкивающихся тяжелых ионов во входном и (или) выходном каналах

$$V_{LS} = \bar{V}_{LS}(r) [(LI_A) + \xi (LI_a)]. \quad (5)$$

Для легких ионов форму  $\bar{V}_{LS}(r)$  спин-орбитального члена можно выбрать в виде производной потенциала Вудса — Саксона. Потенциал (5) должен доминировать над спин-обменным членом  $(I_A I_a)$  вследствие того, что тяжелые ионы взаимодействуют между собой с очень большим  $L$ ,  $L \gg I_A, I_a$ .

Из-за экспериментальных трудностей полученная информация о спин-орбитальном члене в тяжелоионном оптическом потенциале остается скудной, ограниченной в основном нечетными ядрами 1р-оболочки.

Далее обсудим некоторые специальные случаи.

а. Упругое рассеяние поляризованных тяжелых ионов. Непосредственным доказательством присутствия спин-орбитального взаимодействия является измерение анализирующей способности упругого рассеяния поляризованных частиц. Вайс и др. [3] сообщили о таких экспериментах с векторно-поляризованным пучком  ${}^6\text{Li}$  при энергии 20 и 22,8 МэВ и легкими и средними мишенями ( ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{16}\text{O}$ ,  ${}^{28}\text{Si}$ ,  ${}^{58}\text{Ni}$ ). Наблюдались большие асимметрии. Можно использовать дифракционную модель для описания явлений поляризации в упругом рассеянии тяжелых ионов. Общее рассмотрение было проведено Хиллом и Франом [57]. В этих рамках был проведен анализ данных по  ${}^6\text{Li}$  Юзефом и Райфом [58]. В модели, детально описанной в [59], используется параметризация компонент  $S$ -матрицы Франа — Венгера с единым набором параметров для частей с переворотом спина и без него ( $L_0 = 10,8$ ;  $r_0 = 1,6$  фм;  $\Delta_0 = 0,66$ ;  $\mu_0 = 0,8$ ). Достигнутое согласие теории и эксперимента соответствует подгонке параметров в оптической модели со спин-орбитальным членом, полученным в результате процедуры свертки со взаимодействием дейтрона и мишени (рис. 16).

б. Угловое распределение в реакциях передачи. В различных реакциях передачи наблюдались аномальные угловые распределения, которые нельзя интерпретировать в вычислениях по методу искаженных волн без спин-орбитального члена. Например, в реакции подхвата  ${}^{40}\text{Ca}$  ( ${}^{13}\text{C}$ ,  ${}^{14}\text{N}$ ) на основное состояние  ${}^{39}\text{K}$  спина  $3/2^+$  было найдено, что измеренное угловое распределение находится не в фазе с предсказаниями метода искаженных волн без зависимости

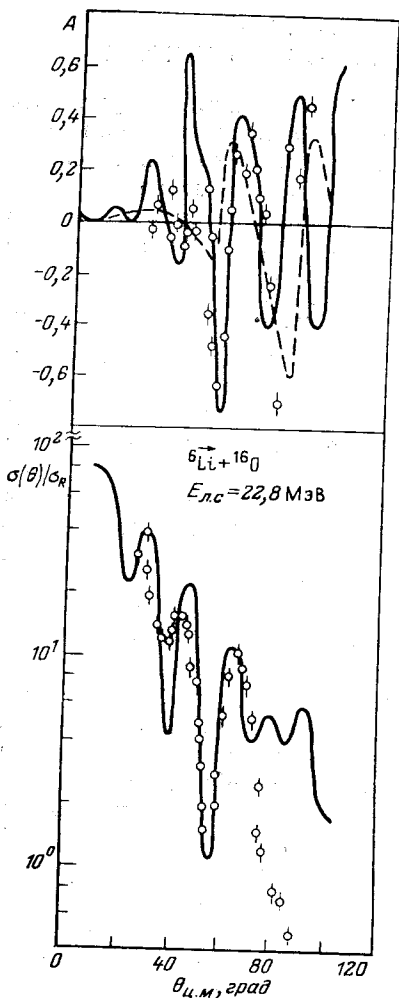


Рис. 16. Отношение упругого дифференциального сечения к резерфордскому сечению и анализирующая способность  $A = (3/2)^{1/2} \langle T_{11} \rangle$  в упругом рассеянии  ${}^6\vec{\text{Li}}$  на  ${}^{16}\text{O}$  при  $E_{п.с.} = 22,8$  МэВ:

экспериментальные данные из [3] сравниваются с предсказаниями дифракционной модели [58] (сплошная линия) и оптической модели со спин-орбитальным членом [3] (пунктир)

от спина, даже если учесть эффекты переориентации, возникающие из-за квадрупольных моментов  ${}^{14}\text{N}$  и  ${}^{39}\text{K}$  [60]. Это противоречие можно разрешить только введением спин-орбитального члена с  $\bar{V}_{LS}^{(0)} = 3$  МэВ,  $\xi = 0,33$  в выходном канале. Аналогично был извлечен спин-орбитальный потенциал для  ${}^{19}\text{F}$ ,  ${}^{31}\text{P}$  из угловых распределений в  $({}^{19}\text{F}, {}^{16}\text{O})$ -реакции на мишени  ${}^{28,30}\text{Si}$  ( $E_{п.с.} = 60$  МэВ) [61].

в. Угловые корреляции между частицами и  $\gamma$ -квантами в неупругом рассеянии. Вероятность переворота спина в процессах неупругого рассеяния можно определить на основе измерения угловых корреляций между неупругорассеянными частицами и  $\gamma$ -квантами, испущенными при снятии возбуждения продукта реакции. Если выбран неупругий переход на хорошо известное состояние мишени, то анализ вероятности переворота спина в традиционных теориях пря-

мых реакций дает непосредственную информацию о спин-орбитальном члене искажающего потенциала. Используя этот метод для описания реакции  ${}^{24}\text{Mg} ({}^{13}\text{C}, {}^{13}\text{C}^*){}^{24}\text{Mg} (2^+; 1,368 \text{ МэВ}, E_{п.с.} = 35 \text{ МэВ})$ , Дюннвебер и др. [62] определили, что имеется вероятность в 1% для спина налетающей частицы, равного 1/2, изменить свое направление в течение реакции. Как было указано в [63], вычисления методом связанных каналов объяснили бы этот эффект, если бы была принята интенсивность спин-орбитального взаимодействия  $\bar{V}_{LS}^{(0)} \approx \approx 1$  МэВ на расстоянии касательного столкновения. С улучшенной методикой, в которой детектировались  $\gamma$ -кванты, испущенные в плоскости реакции и вне ее, Танака и др. [64] извлекли спин-орби-

тальный потенциал для  $^{13}\text{C}$  и  $^{15}\text{N}$  из реакций  $^{12}\text{C}$  ( $^{13}\text{C}$ ,  $^{13}\text{C}^*$ ) при  $E_{п.с} = 87$  МэВ и  $^{12}\text{C}$  ( $^{15}\text{N}$ ,  $^{15}\text{N}^*$ ) при  $E_{п.с} = 94$  МэВ, в которых возбуждалось первое  $2^+$ -состояние  $^{12}\text{C}$ . Параметры  $\bar{V}_{LS}^{(0)} = 2 \div 3$  МэВ,  $r_{LS} = 1,06 \div 1,09$  фм,  $a_{LS} = 0,7$  фм находятся в хорошем согласии со значением  $\bar{V}_{LS}^{(0)} = 1,5$  МэВ для  $^{15}\text{N}$ , установленным Вустом и др. [65] в измерениях поляризации и выстраивания спина в  $^{88}\text{Sr}$  ( $^{16}\text{O}$ ,  $^{15}\text{N}$ ) $^{89}\text{Y}$  при  $E_{п.с} = 96$  МэВ.

Теоретические оценки спин-орбитального члена в оптических потенциалах для тяжелых ионов с использованием процедуры свертки [66—68] обычно приводят к предсказаниям интенсивности, которая меньше 1% реального потенциала в поверхностной области. Наиболее усовершенствованные вычисления были проведены Петрови-чем и др. [69] на основе метода двойной свертки с использованием реалистической  $G$ -матрицы в качестве эффективного нуклон-нуклонного взаимодействия. Спин-орбитальное взаимодействие, рассчитанное для восьми ядер от  $^6\text{Li}$  до  $^{31}\text{P}$ , оказалось на два порядка ниже, чем то, что требуется для подгонки к экспериментальным данным.

**Полуклассическое описание квазиупругих реакций передач.** Каммура и Мацуока [70, 71] предложили полуклассическое описание квазиупругих реакций передач, основанное на зависящей от времени теории возмущений. Сечение одноступенчатой передачи  $a = b + n$ ,  $B = A + n$  из входного канала  $(E_i, \mathbf{k}_i)$  в выходной канал  $(E_f, \mathbf{k}_f)$  записывается в виде

$$\sigma(E_f, \theta) \sim \sum_{\{lm\}} \sigma(\{lm\}, E_f, E_i, \theta) \rho_f(E_i - E_f), \quad (6)$$

где  $\rho_f$  — плотность конечных состояний;  $\{lm\}$  использовано для квантовых чисел угловых моментов передаваемого кластера  $n$  массы  $m$ ,  $\{lm\} = (l_1 m_1, l_2 m_2)$  с осью квантования, перпендикулярной плоскости реакции. Сечение  $\sigma(\{lm\}, E_f, E_i, \theta)$  является произведением сечения упругого рассеяния  $\sigma_{el}(\theta)$  на вероятность перехода  $|c\{lm\}|^2$ , вычисленную в первом порядке зависящей от времени теории возмущений,

$$\sigma(\{lm\}, E_f, E_i, \theta) = \sigma_{el}(\theta) |c\{lm\}|^2; \quad (7)$$

$$c\{lm\} = \frac{1}{i\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} dt \langle \Phi_f^{bB}(t) | \Delta V | \Phi_i^{aA}(t) \rangle. \quad (8)$$

Зависимость от времени канальных волновых функций  $\Phi(t)$  определяется средним потенциалом, являющимся функцией относительной координаты  $\mathbf{R}(t)$ . Тогда, выражая внутреннюю волновую функцию через волновую функцию инертного кора и волновую функцию передаваемого кластера, определяемую квантовыми числами  $l_i, m_i$ , можно вычислить зависящее от времени перекрытие ядер (форм-фактор). Предположим, что передача в основном происходит в плоскости реакции в области пространства между двумя ядрами, начиная при расстоянии наибольшего сближения  $d$ . Для того чтобы вы-

полнить интегрирование по времени, траектория при малых значениях  $t$  аппроксимируется прямой линией или дугой окружности. Для прямолинейной траектории основная структура  $c\{lm\}$  содержит экспоненту

$$c\{lm\} \sim \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{d\Delta k}{\sigma_1} \right)^2 - \frac{1}{2} \left( \frac{\Delta L}{\sigma_2} \right)^2 \right]. \quad (9)$$

Изменения импульса  $\Delta k$  и углового момента  $\Delta L$  в течение передачи параметризуется посредством  $\sigma_1, \sigma_2$  с  $\sigma_1 \approx \pi$ ;  $\sigma_2 \approx \sqrt{\gamma(R_a + R_B)}$ ;  $\gamma_1^2 \approx 2m\varepsilon_n/\hbar^2$ ;  $\varepsilon_n$  — энергия связи кластера  $n$  в частице  $a$ . В приближении  $d \approx R_a + R_A$   $\Delta k$  и  $\Delta L$  совпадают с определениями Бринка [21]:

$$\Delta k = k_0 - m_1/R_a - m_2/R_B; \quad (10)$$

$$\Delta L = m_1 - m_2 + k_0(R_B - R_a)/2 + Q_{\text{эф}}(R_B + R_a)/\hbar v; \quad (11)$$

здесь  $k_0 = mv/\hbar$  ( $v$  — относительная скорость ядер в области, где происходит передача) и

$$Q_{\text{эф}} = Q - (Z_b Z_B - Z_a Z_A) e^2 / (R_a + R_A).$$

Как видно из (9), вероятность перехода максимальна при  $\Delta k \approx 0$  и  $\Delta L \approx 0$ . Третье условие

$$l_1 + m_1 - \text{четно}; \quad l_2 + m_2 - \text{четно} \quad (12)$$

ограничивает передачу в плоскости реакции. Поскольку  $l_1, l_2$  и  $Q$  известны, уравнения (10)—(12) устанавливают правила отбора для  $m_1$  и  $m_2$ , причем  $m_1$  и  $m_2$  могут изменить знак при изменении  $Q_{\text{эф}}$ . В этой модели вероятность заселения подуровня  $M_b$  при энергии  $E^*$  можно записать

$$W(M_b, E^*) \sim$$

$$\sim \sum_{l_2 m_2, m_1} (I_b M_b l_1 m_1 | I_a M_a)^2 \left| Y_{l_1}^{m_1} \left( \frac{\pi}{2}, 0 \right) Y_{l_2}^{m_2} \left( \frac{\pi}{2}, 0 \right) \right|^2 \times \\ \times \exp \left\{ -[(R_a + R_B) \Delta k / \sigma_1]^2 - (\Delta L / \sigma_2)^2 \right\} \rho_f(E^*, l_2), \quad (13)$$

а поляризацию и выстраивание можно вычислить на основе (2).

Ишихара и др. [72] и Мацуока [73] использовали выражение (13) для предсказания поляризации и выстраивания  $^{12}\text{B}$  в реакции  $^{100}\text{Mo} (^{14}\text{N}, ^{12}\text{B})$  при  $E_{\text{п.с}} = 90$  МэВ и  $\theta_{\text{п.с}} = 20^\circ$  в зависимости от кинетической энергии  $^{12}\text{B}$ . Модель была успешной только в воспроизведении правильного знака поляризации в КУ-области, но не смогла в деталях воспроизвести измеренную форму  $P_z(\theta)$ . Она также оказалась неудачной в отношении выстраивания в ГНС.

Полуклассическая модель передачи, которую сформулировали Каммура и Мацуока, имеет то преимущество, что ее можно расширить до включения многоступенчатых реакций передач, используя вычисления вероятности переходов в высших порядках теории воз-

Рис. 17. Энергетический спектр и поляризация в реакции  $^{100}\text{Mo} (^{14}\text{N}, ^{12}\text{B})^{102}\text{Ru}$  при  $E_{л.с} = 90$  МэВ,  $\theta_{л.с} = 20^\circ$ :

данные работы [44] сравниваются с полуклассическими расчетами одноступенчатой (сплошная линия) и многоступенчатой (пунктир) передачи с использованием круговых орбит [71]

мущений, если ограничиться определенным упорядочиванием по времени (приближение последовательных передач). В [71] формализм был применен к описанию поляризации  $^{12}\text{B}$  в реакциях

$^{100}\text{Mo} (^{14}\text{N}, ^{12}\text{B})$  при  $E_{л.с} = 90; 125;$

$200$  МэВ и  $^{197}\text{Au} (^{19}\text{F}, ^{12}\text{B})$  при

$E_{л.с} = 186$  МэВ (рис. 17).

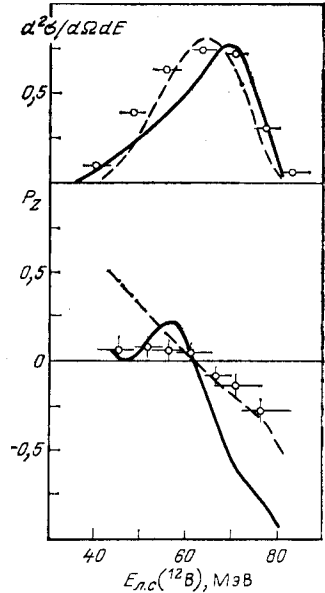
Можно заключить, что механизм последовательных передач дает более хорошие результаты при малых потерях энергии, но оказывается не в состоянии объяснить данные при больших потерях энергии, тогда как одноступенчатый процесс дает лучшие результаты при больших потерях энергии. Более того, орбиты в виде дуг окружности предпочтительнее прямолинейных траекторий для формы спектра и поляризации в  $^{197}\text{Au} (^{19}\text{F}, ^{12}\text{B})$ . Но и в этом случае вычисления совершенно не передают знака и значения поляризации при взаимодействии с большой потерей энергии.

**Квазиупругие столкновения тяжелых ионов в методе искаженных волн. Переходы на разрешенные конечные состояния.** В стандартной схеме связи  $\mathbf{S} = \mathbf{I}_a - \mathbf{I}_b$ ,  $\mathbf{J} = \mathbf{I}_B - \mathbf{I}_A$ ,  $\mathbf{L} = \mathbf{J} - \mathbf{S}$  спинов  $\mathbf{I}$ , участвующих в реакции ядер, и передаваемых угловых моментов ( $\mathbf{L}$ ,  $\mathbf{S}$ ,  $\mathbf{J}$ ) матричный элемент  $T$ -матрицы перехода на разрешенное конечное состояние в методе искаженных волн имеет вид [74]

$$T_{M_a M_A}^{M_b M_B} \sim \sum_{LSJ} \left( -\frac{\hat{S}}{\hat{I}_a} \right) (I_A M_A J M_J | I_B M_B) \times \\ \times (I_b M_b S M_S | I_a M_a) (L M_L S M_S | J M_J) \beta^{L M_L} \quad (14)$$

с приведенной амплитудой  $\beta^{L M_L}$  ( $\mathbf{k}_i \parallel z$ ) в приближении нулевого радиуса действия сил

$$\beta^{L M_L} = \sum_{L_i, L_f} i^{L_i - L_f} I_{L_i L_f}^{(L)} Y_{L_f}^{-M_f}(\theta, 0) \times \\ \times \int d\Omega' Y_{L_f}^{-M_f*}(\Omega') Y_L^{M_L}(\Omega') Y_{L_i}^0(\Omega'). \quad (15)$$





Радиальные интегралы

$$I_{L_i L_j}^{(L)} = \int dr_i u_{L_j}^*(\alpha r_i) F_L(r_i) u_{L_i}(r_i) \quad (16)$$

содержат радиальные волновые функции  $u$  входящих и уходящих частиц с угловым моментом  $L_i, L_j$ ;  $F_L$  — формфактор;  $r_i$  — относительное расстояние между мишенью и налетающей частицей.

Искажение относительного движения оптическим потенциалом может приводить к сильным эффектам в ориентации, даже если в явном виде спин-орбитальная связь игнорируется. Если динамика реакции вызывает сильную поляризацию передаваемого углового момента  $J$ , такое преимущественное заселение  $M_L$ -подуровней может

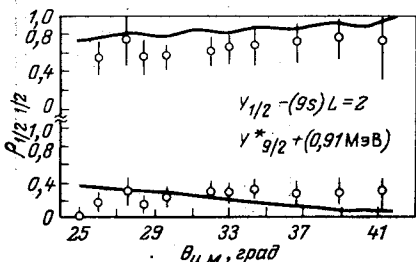


Рис. 18. Реакция одночастичной передачи  $^{88}\text{Sr}(^{16}\text{O}, ^{15}\text{N})^{89}\text{Y}$  при  $E_{\text{д.с}} = 96$  МэВ:

Экспериментальный матричный элемент приведенной матрицы плотности  $\rho_{1/2\ 1/2}$  для двух переходов  $^{15}\text{N}_{3/2}$  с участием состояния с энергией 6,33 МэВ сравниваются с вычислениями по методу искаженных волн в приближении нулевого радиуса действия с учетом спин-орбитальной связи ( $\bar{V}_{LS}^{(0)} = 1,5$  МэВ) в канале  $^{15}\text{N}$  [65]

привести к предпочтительному заселению состояний  $M_b, M_b$  вследствие связи угловых моментов в (14), так что в этой реакции может образоваться сильно скоррелированная ориентация конечных спинов  $I_b, I_b$ . Такие явления в ориентации, например, вылетающей частицы  $b$  можно непосредственно исследовать, используя (1) и приведенную матрицу плотности  $\rho_{M_b M_b}$ , выведенную на основе элемента  $T$ -матрицы (14).

В качестве примера на рис. 18 некоторые экспериментальные результаты для выстраивания спина ядра  $^{15}\text{N}$  в состоянии  $3/2^+$ , 6,33 МэВ, полученного в реакции  $^{88}\text{Sr}(^{16}\text{O}, ^{15}\text{N})^{89}\text{Y}$  при  $E_{\text{д.с}} = 96$  МэВ, сравниваются с вычислениями по методу искаженных волн [65]. Для перехода на основное состояние  $^{89}\text{Y}$  спина  $1/2^-$  разрешен только угловой момент  $L = 2$  и подуровень  $M_b = 1/2$  заселяется с небольшим преобладанием ( $\rho_{1/2\ 1/2} \approx 0,6$ ;  $\rho_{3/2\ 3/2} \approx 0,4$ ). Если переход происходит на возбужденное состояние  $9/2^+$  энергии 0,91 МэВ, то выстраивание оказывается намного большим ( $\rho_{1/2\ 1/2} \approx 0,2$ ;  $\rho_{3/2\ 3/2} \approx 0,8$ ) вследствие погашения вклада из-за интерференции переходов с  $L = 3, 4, 5$ .

*Квазиклассическое приближение.* Качественное поведение выстраивания и поляризации в приближении метода искаженных волн к квазистатическим СТИ может обсуждаться на основе квазиклассической природы столкновения тяжелых ионов [74, 75]. Вследствие сильного поглощения при малых относительных расстояниях и быстрого спада формфактора  $F_L$  на больших расстояниях в реакцию будет давать вклад только узкий участок парциальных волн  $L_i$ .

Это позволяет параметризовать радиальные интегралы (16) в виде

$$I_{L_i L_f}^{(L)} \sim \exp [i (\delta_i + \delta_f)] \exp [-2 ((L - L_0)/\Gamma)^2] \times \\ \times \exp [ - ((\Delta - \Delta_0)/\gamma)^2]. \quad (17)$$

Параметры  $L_0$  и  $\Delta_0$  определены при парциальных волнах, соответствующих касательным столкновениям  $L_i^{(0)}, L_f^{(0)}, L_0 = (L_i^{(0)} + L_f^{(0)})/2$ ,  $\Delta_0 = L_i^{(0)} - L_f^{(0)}$ . Далее  $L = (L_i + L_f)/2$ ,  $\Delta = L_f - L_i$ . Фазы  $\delta_i, \delta_f$  связаны с фазами рассеяния парциальных волн  $L_i, L_f$  и по предположению являются линейными функциями  $L, \delta_i = \delta_i^{(0)} + (L - L_i^{(0)}) \Psi_i/2$ . Параметры ширины  $\Gamma, \gamma$  можно выразить через кинематические величины, характеризующие реакцию. Подставляя (17) в (15), преобразуя суммы по  $L_i$  и  $L_f$  в интегралы и используя асимптотические выражения для сферических гармоник, приведенную амплитуду  $\beta^{LM_L}$  можно разложить на два вклада, которые при  $\Delta_0 = 0$  представляют собой взвешенные средние значения  $Y_L^M(\bar{\theta}, 0)_M$  вблизи угла  $\bar{\theta} = \pi/2 + \theta/2 - (\Psi_f - \Psi_i)/\Psi$  и  $Y_L^M(\bar{\theta}, \pi)$  вблизи угла  $\bar{\theta} = \pi/2 - \theta/2 - (\Psi_f - \Psi_i)/\Psi$  соответственно. Величина  $\Psi$  определена как  $\Psi = (\Psi_i + \Psi_f)/2$ . Оба вклада в  $\beta^{LM_L}$  можно интерпретировать как возникающие от противоположных сторон ядра. Для того чтобы вычислить поляризацию частицы в направлении, перпендикулярном плоскости реакции, приведенная амплитуда  $\beta^{LM_L}$  преобразуется в систему координат с  $z \parallel \mathbf{k}_i \times \mathbf{k}_j$ :

$$\tilde{\beta}^{LM_L} = \sum_{M'} D_{M', M}^{L*}(R) \beta^{LM_L'}$$

Находим [74]

$$P_z \sim \frac{1}{\sin \theta} (\exp [-\Gamma^2 (\theta - \Psi)^2/4] - \\ - \exp [-\Gamma^2 (\theta + \Psi)^2/4]) F(\Delta_0/\gamma)/L d\sigma/d\Omega. \quad (18)$$

Множитель в скобках дает знак поляризации, который совпадает со знаком угла отклонения. Но ситуация находится под влиянием множителя  $F$ , который также дает вклад в знак поляризации. Вследствие того что он зависит от  $\Delta_0$ , это означает — от бомбардирующей энергии и от значения  $Q$ , в общем случае не могут быть даны простые предсказания знака поляризации в зависимости от  $Q$ .

**Поляризация в многоступенчатых прямых реакциях на состоянии непрерывного спектра.** Тамура и Удагава (см. [76]) предложили единое описание КУС и ГНС, основанное на теории многоступенчатых реакций передач для усредненных вероятностей перехода на высоко возбужденные конечные состояния. Стандартный метод искаженных волн распространяется на непрерывный спектр в предположении, что состояния ядра в непрерывном спектре приблизительно заменяются выбранным набором состояний простых мод возбуждения ( $np - nh$  — для неупругого рассеяния,  $pr - Oh$  — для пере-

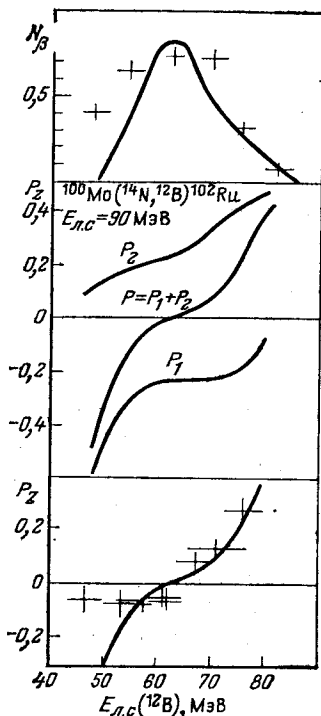


Рис. 19. Зависимость наблюдаемого числа  $\beta$ -частиц  $N_\beta$  и поляризации  $P_z$  ядра  $^{12}\text{B}$  от кинетической энергии  $^{12}\text{B}$ :

экспериментальные данные из [80]; сплошные линии — одноступенчатая передача в рамках метода искаженных волн [78]; отдельно показаны вклады без отдачи ( $P_1$ ) и с отдачей ( $P_2$ ) [79]; поляризация считается положительной в направлении  $k \hat{\times} k_i$

дачи  $n$  частиц), которые могут быть возбуждены при учете членов высших порядков в борновском приближении (вплоть до третьего порядка). Процедура, подобная той, что использовалась при выводе (17), подробно описана в [77]. В качестве большого достижения можно считать получение окончательного выражения для сечения и поляризации в аналитической форме.

Этот подход был применен к описанию данных по поляризации  $^{12}\text{B}$  в реакции  $^{100}\text{Mo} (^{14}\text{N}, ^{12}\text{B})$  при  $E_{\text{л.с}} = 90$  МэВ [78],  $^{232}\text{Th} (^{13}\text{C}, ^{12}\text{B})$  при  $E_{\text{л.с}} = 68$  МэВ [79] и  $^{197}\text{Au} (^{19}\text{F}, ^{12}\text{B})$  при  $E_{\text{л.с}} = 186$  МэВ [45]. Поляризация  $P_z$  распадается на две компоненты  $P_1$  и  $P_2$ , которые как функции  $Q$  отрицательно и положительно определены соответственно. Они имеют различные

асимптотические значения при  $|Q| \rightarrow \infty$ ,  $P_1 \rightarrow 0$  и  $P_2 \rightarrow +1$ . В той области значений  $Q$ , в которой  $P_1$  и  $P_2$  конкурируют, результирующая поляризация становится равной нулю, как это продемонстрировано на рис. 19. В то время как  $P_1$  является результатом интерференции амплитуд нормальной четности,  $P_2$  связано с интерференцией амплитуды  $L$  и  $L'$  с  $L' = L \pm 1$ . Вследствие того что амплитуды аномальной четности в методе искаженных волн исчезают тождественно при нулевом радиусе действия,  $P_2 \equiv 0$ , если пренебрегают эффектами отдачи. Таким образом, в этом подходе изменение знака поляризации непосредственно связано с отдачей. Как можно заключить из рис. 19, теория хорошо предсказывает данные по спектрам и поляризации в КУ-области. Но при больших потерях энергии предсказываются слишком малое сечение и слишком большая амплитуда поляризации, указывая на важность эффектов еще более высокого порядка.

Следует отметить, что теория многоступенчатых прямых реакций объясняет также спектр и поляризацию неупругого рассеяния  $^{16}\text{O}$  ( $E_{\text{л.с}} = 100$  МэВ) на  $^{58}\text{Ni}$ , в котором квазиупругие и глубоконеупругие события были разделены (см. рис. 7) [26]. Члены высшего порядка дают вклад преимущественно в большие потери энергии.

#### 4. ДИССИПАЦИЯ УГЛОВОГО МОМЕНТА В ГЛУБОКОНЕУПРУГИХ СТОЛКНОВЕНИЯХ

**Классическая модель с трением.** Побудительной причиной для развития моделей с трением является экспериментальный факт, что в реакции двух тяжелых ионов большое количество относительной кинетической энергии и относительного углового момента, зависящее от бомбардирующей энергии и параметра столкновения, диссипирует во внутренние степени свободы системы. В классической механике такие диссипативные процессы объясняются действием сил трения, которые трансформируют кинетическую энергию в тепло, вообще в энергию возбуждения системы. На этой основе Бек и Гросс [81] попытались в рамках микроскопической теории трения выяснить природу этих диссипативных сил. Предполагалось, что взаимодействие  $V(R)$  связывает коллективные степени свободы относительного движения с внутренними одночастичными степенями свободы. Тогда полный гамильтониан принимает вид

$$H = H_0 + V(R) = H_0^{\text{rel}} + H_0^{\text{intr}} + V(R)$$

$$\text{с } H_0^{\text{rel}} = -(\hbar^2/2\mu) \Delta_R + U(R).$$

Здесь  $R$  — расстояние между центрами ядер;  $U(R)$  — консервативный потенциал взаимодействия между фрагментами. Другими фундаментальными уравнениями являются уравнения движения двух ионов по классической орбите

$$\ddot{R}_\nu + \frac{\partial}{\partial R_\nu} U(R) + \sum_{\mu} C_{\nu\mu}(R) \dot{R}_\mu = 0,$$

где  $C_{\nu\mu}(R)$  — тензор трения, и соотношение для диссипации энергии имеет вид

$$\frac{dE}{dt} = - \sum_{\mu\nu} C_{\nu\mu}(R) \dot{R}_\nu \dot{R}_\mu.$$

Квантово-механическое поведение двух рассеивающихся тяжелых ионов можно определить на основе зависящей от времени матрицы плотности  $\rho(t)$ , удовлетворяющей уравнению Лиувилля

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \rho(t) = [H, \rho(t)].$$

Соответствующее классическое уравнение относительного движения, содержащее диссипативные силы  $\langle F_\nu \rangle_t = \langle \partial V / \partial R_\nu \rangle_t$ , можно получить на основе теоремы Эренфеста. Если эти силы вычисляются в теории возмущения вплоть до второго порядка по  $V(R)$ , сравнение их симметричной части с формой обычных сил трения дает симметричный тензор трения, компоненты которого  $C_{rr}(R)$  и  $C_{tt}(R)$  зависят от начальной энергии, внутренней энергии основного состояния и радиальной и тангенциальной производной от  $V(R)$ . Этот тензор

трения довольно анизотропен, в частности радиально-радиальная компонента  $C_{rr}(R)$  много больше тангенциально-тангенциальной компоненты  $C_{tt}(R)$ .

На основе таких предположений Гросс и Калиновски [82] развили модель для описания механизма столкновения тяжелых ионов, ведущего к составной системе и глубоконеупругим процессам. Она содержит две макроскопические степени свободы: радиальную координату  $R$  и угол поворота  $\theta$  всей системы. Соответствующие уравнения движения имеют вид

$$\mu \ddot{R} + \nabla_R U(R) + C_{rr} \dot{R} = 0 \quad \text{и} \quad \mu (2\dot{R}\dot{\theta} + R\ddot{\theta}) + C_{tt} R\dot{\theta} = 0, \quad (19)$$

где  $U(R)$  состоит из кулоновской части и ядерного взаимодействия между ионами, даваемого потенциалом, полученным сверткой. Силы трения были использованы в форме функции Вудса — Саксона с параметрами  $C_{rr} = 1200 \text{ МэВ} \cdot \text{фм}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$  и  $C_{tt} = 30 \text{ МэВ} \cdot \text{фм}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$  ( $c$  — скорость света), определенными в результате подгонки значения критического углового момента  $L_{\text{crit}}$ . В этом случае, когда пренебрегается внутренним вращением ионов, передаваемый угловой момент  $\Delta L$  возрастает монотонно с уменьшением начального относительного углового момента  $L_i$ , тогда как абсолютное значение  $\Delta L$  слишком мало по сравнению с экспериментальными данными. Вследствие пренебрежения спинами фрагментов  $I_1$  и  $I_2$ , которые возрастают в течение столкновения, невозможно также описать переход к равновесному состоянию, которое достигается, как это следует из измерений  $\Delta L(L_i)$ . Позднее Де и др. [83] предложили выбрать формфакторы сил трения в виде производных ядерного потенциала

$$C_{\mu\nu}(R) = C_{\mu\nu} \left( \frac{\partial}{\partial R} U_{\text{нuc}}(R) \right)^2, \quad \mu = r, t$$

с константами  $C_{rr} = 12 \text{ фм} \cdot \text{МэВ}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ ;  $C_{tt} = 0,03 \text{ фм} \cdot \text{МэВ}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ ; в качестве  $U_{\text{нuc}}(R)$  взять потенциал, полученный в результате свертки (рис. 20).

При дальнейших исследованиях модель, развитая в [82, 83], подверглась улучшению Шмидтом [84], который ввел в (19) зависящий от  $L$  формфактор

$$f(L) = 1 - \exp \left( \frac{L - L_{\text{stick}}}{\Delta L} \right)^2 \quad (\Delta L = 5 \div 20\hbar),$$

для того чтобы моделировать приближение к пределу полного слипания при уменьшении значения первоначального относительного углового момента и увеличении времени реакции (рис. 21). В заключение были предложены полезные соотношения

$$C_{tt} = C_{rr} (C_{rr} - 4,3)/414 \quad \text{и} \quad \alpha = -0,02304 C_{rr} + 0,448$$

( $\alpha$  — параметр деформации;  $C_{rr}$ ,  $C_{tt}$  в единицах  $\text{фм} \cdot \text{МэВ}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ ) между константами модели, которые следуют из подгонки критического углового момента и потерь энергии в различных реакциях.

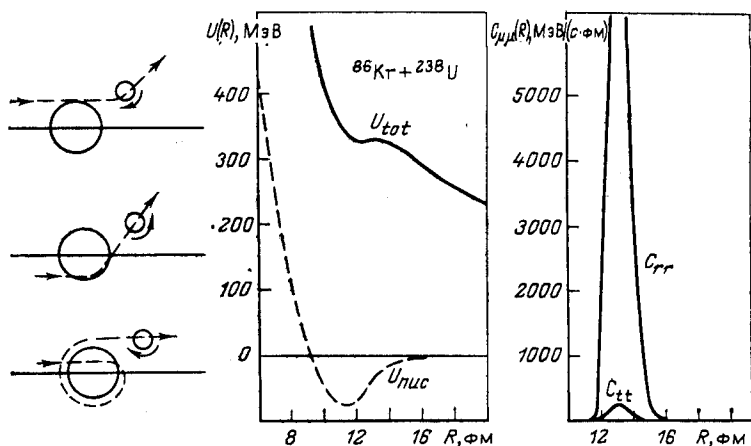
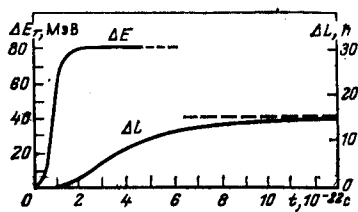


Рис. 20. Возможные траектории в столкновении тяжелых ионов и зависимость от  $R$  консервативного взаимодействия и диссипативных сил для системы  $^{86}\text{Kr} + ^{238}\text{U}$  [83]

Рис. 21. Зависимость диссипации энергии и углового момента от времени взаимодействия в реакции  $^{86}\text{Kr} + ^{166}\text{Er}$  при  $E_{\text{п.с}} = 515$  МэВ [84]



Другая двумерная модель была предложена Бассом [85], в которой уравнения движения принимают вид

$$\ddot{\mu}R + (\partial/\partial R)U(R) + g(R)\dot{R} = 0; \quad \mu\dot{L} + (7/2)g(R)[L - (5/7)L_i] = 0.$$

Здесь  $g(R)$  характеризует действующие силы трения, даваемые соотношением

$$F = \int f(\rho_1, \rho_2) (\langle v_1 \rangle - \langle v_2 \rangle) dV \approx g(R) (\langle v_1 \rangle_{R_1} - \langle v_2 \rangle_{R_2}).$$

В этом соотношении  $\langle v_i \rangle$  означает локальное среднее скоростей нуклонов в фрагменте  $i$  и  $R_i$  относится к точке на линии, соединяющей два иона, в которой плотность достигает половины своего значения в центре. В численных расчетах предполагалось, что  $g(R) = g\delta(R - R_{12})$  с  $g \rightarrow \infty$  и  $R_{12} = R_1 + R_2$ . Это означает, что при  $R > R_{12}$  не происходит никакой потери энергии или относительного углового момента. Когда достигается контакт, радиальная скорость становится равной нулю за очень короткое время и угловой момент меняется от  $L_i$  до  $5/7 L_i$ . В последующем множитель  $5/7$  был заменен

более общим выражением

$$f = \left( 1 + \frac{2}{5} \frac{A_1 R_1^2 + A_2 R_2^2}{\mu (R_1 + R_2)^2} \right)^{-1},$$

явно зависящим от масс ядер  $A_1$  и  $A_2$  и равным  $5/7$  в случае симметричной системы. Для учета внутреннего вращения фрагментов Цанг [86] ввел углы поворота  $\theta_1$  и  $\theta_2$  ионов. Эта модель также включает эффекты протяженности области перекрывания, так что рассматриваются также члены второго порядка, дающие вклад в тангенциальное трение. Таким образом, получается система четырех связанных дифференциальных уравнений для коллективного движения:

$$\mu \ddot{R} + \nabla_R U(R) + k \rho_0^2 V \dot{R} = 0; \quad (20a)$$

$$\dot{L} + k \rho_0^2 V R [r_1 (\dot{\theta} - \dot{\theta}_1) + r_2 (\dot{\theta} - \dot{\theta}_2)] = 0; \quad (20б)$$

$$\dot{I}_1 - k \rho_0^2 V r_1 [r_1 (\dot{\theta} - \dot{\theta}_1) + r_2 (\dot{\theta} - \dot{\theta}_2)] + k \rho_0^2 V b^2 (R) (\dot{\theta}_1 - \dot{\theta}_2) = 0; \quad (20в)$$

$$\dot{I}_2 - k \rho_0^2 V r_2 [r_1 (\dot{\theta} - \dot{\theta}_1) + r_2 (\dot{\theta} - \dot{\theta}_2)] - k \rho_0^2 V b^2 (R) (\dot{\theta}_1 - \dot{\theta}_2) = 0, \quad (20г)$$

где  $I_i = \mathcal{Y}_i \dot{\theta}_i$ ;  $\mathcal{Y}_i = (2/5) A_i R_i^2$  — момент инерции иона  $i$ ;  $r_i$  — расстояние между центром масс составной системы и центром массы ядра  $i$ ;  $b^2 (R)$  обозначает эффективный радиус вращения области перекрытия вокруг ее центра тяжести. Теперь тензор трения принимает следующий вид [87]:

$$C_{\mu\nu}(R) = C_{tt} \begin{pmatrix} \frac{C_{rr}}{C_{tt}} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & R^2 & -Rr_1 & -Rr_2 \\ 0 & -Rr_1 & r_1^2 + b^2 & r_1 r_2 - b^2 \\ 0 & -Rr_2 & r_1 r_2 - b^2 & r_2^2 + b^2 \end{pmatrix}.$$

Более подробно вычисления  $C_{rr}(R)$  и  $C_{tt}(R)$  были сделаны в предположении, что диссипативный процесс происходит в объеме  $V = \int d^3\tau$  области перекрытия двух распределений плотности  $\rho_1$  и  $\rho_2$  и зависит от относительной скорости  $v$  фрагментов. Тогда диссипативные силы даются выражением [88]

$$F_{\text{diss}} = -k \int \rho_1 \rho_2 v d^3\tau \approx -k \rho_0^2 v V.$$

Специально отмечалось, что был использован только один параметр  $k$  для описания компонент сил трения: радиальной  $F_r = -k \dot{R} \int \rho_1 \rho_2 d^3\tau$ , тангенциальной (скольжения)

$$F_t = -k (R \dot{\theta} - r_1 \dot{\theta}_1 - r_2 \dot{\theta}_2) \int \rho_1 \rho_2 d^3\tau$$

и тангенциальной (качения)

$$F'_{ti} = \mp \frac{b^2 k (\dot{\theta}_1 - \dot{\theta}_2)}{r_i} \int \rho_1 \rho_2 d^3 \tau,$$

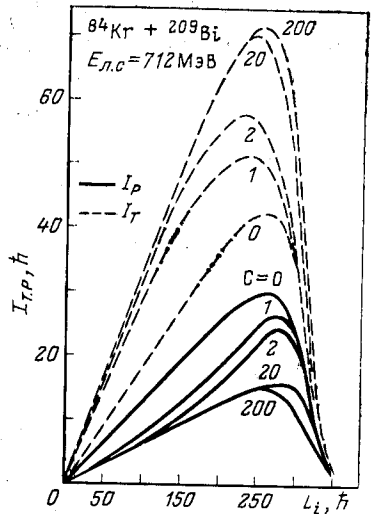
которые естественно появляются из выражения для  $F_{diss}$ . В этом случае имеем

$$C_{rr} = C_{tt} = k \int \rho_1 \rho_2 d^3 \tau \approx k \rho_0^2 V.$$

В [88] развитый формализм применялся для описания реакции  $^{40}\text{Ar} + ^{232}\text{Th}$  при  $E_{п.с} = 322$  МэВ. Было обнаружено, что рассчитанный результат для  $\Delta L$  приблизительно в 2 раза меньше, чем предел, следующий из условия полного слипания. Это означает, что трение качения при выбранных значениях параметра  $k = 10^{-18} \div 2 \cdot 10^{-20}$  МэВ · фм · с слишком мало и не может уравнять угловые скорости сталкивающихся ядер. Бангерт и Фрайеслебен [89] исследовали роль трения качения введением третьего параметра  $C_{roll} = CC_{tt}$ , который регулирует величину последних членов в (20в, г). Формфакторы  $C_{rr}(R)$  и  $C_{tt}(R)$  были выбраны в соответствии с моделью однотельной диссипации Рандрупа [90]. Параметр  $C$  варьировался в широком диапазоне от 1 до 200, и было выяснено его влияние на диссипацию кинетической энергии, передачу относительного углового момента и критический угловой момент (рис. 22). В пределе чистого качения  $C = 0$  было получено, что  $I_1/I_2 = r_1/r_2$  и  $\Delta L = (2/7) L_i$ , тогда как с ростом  $C$  достигается предел полного слипания. Кроме того, с целью выяснения роли консервативного взаимодействия ядра с ядром в динамике реакции модель исследовали при различных ядерных потенциалах: при потенциале, зависящем от расстояния между поверхностями ядер, его модификации, и потенциале Вудса — Саксона [91, 90, 88].

Чоудхури и др. [92] пренебрегли влиянием трения качения, но для того чтобы воспроизвести экспериментальные сечения слипания, они варьировали предложенные Рандрупом формфакторы  $C_{rr}(R)$  и  $C_{tt}(R)$ , вводя параметры  $k_r$  и  $k_t$  в соответствии с выражениями  $C'_{rr} = k_r C_{rr}$  и  $C'_{tt} = k_t C_{tt}$  ( $k_r, k_t = 0,1 \div 10$ ).

Рис. 22. Зависимость разделения углового момента между двумя фрагментами от углового момента во входном канале при различных значениях множителя  $C$ , описывающего интенсивность трения качения [89]





Бондорф и Собель [93] рассматривали сохраняющую в течение реакции объем деформацию ионов при  $R < R_1 + R_2$ . Это предположение возможно, так как ядра являются несжимаемыми телами при энергии меньше 10 МэВ/нуклон. Деформация описывалась таким образом, что мишень и налетающая частица аппроксимировались сегментами сферы с тем же самым радиусом, как до столкновения, и вытесненная из ядра часть ядерной материи накапливалась вокруг шейки. Тогда все геометрические величины, включая расстояние между центрами масс ионов, становились функциями переменной  $r$ , т. е. расстоянием между центрами сферических сегментов. Только радиусы ядер  $R_1$  и  $R_2$  были независимы от  $r$ . В этой геометрии вычислялись моменты инерции и силы трения  $F_i$  ( $i = 1, 2, 3, 4$ ), которые давались выражением  $F_i = -C_i f_i(R) \dot{q}_i$ , причем  $q_i = (R, R_1(\theta_1 - \theta) + R_2(\theta_2 - \theta), \theta_2 - \theta_1, \theta)$  и  $C_i$  считались константами.

В модели Бекера и др. [94] пренебрегали трением качения. Деформацию рассматривали при условии сохранения объема, что достигалось введением растягивающего фактора для радиусов ядер при  $R < R_1 + R_2$ . В этом случае радиусы ядер давали выражением  $R'_i = R_i(1 + \Delta(R))$ , где  $\Delta(R)$  определяли из условия  $V_1 + V_2 = V'_1 + V'_2$ . Также учитывали изменение жидкокапельной энергии фрагментов, которая является следствием такого растяжения. Взаимодействие ядер описывали с помощью потенциала, зависящего от расстояния между поверхностями, как это предложено Блоцки и др. [91]. Силы трения вычисляли из предположения об обмене частицами между ионами с относительной скоростью  $v$  через «окно» (однотельная модель диссипации). По Рандрупу [90] сила воздействия одной системы на другую вследствие такого обмена частицами дается выражением  $\mathbf{F} = \int v(\mathbf{u}) \Delta \rho(\mathbf{u}) d^3u$ . Здесь  $\mathbf{u}$  — скорость нуклона;  $v(\mathbf{u})$  — скорость передачи нуклонов через окно, даваемая выражением

$$v(\mathbf{u}) = \rho(\mathbf{u})(\mathbf{u} - \mathbf{v}) \hat{\mathbf{a}} \Theta((\mathbf{u} - \mathbf{v}) \hat{\mathbf{a}}), \quad (21)$$

и  $\Delta \rho(\mathbf{u})$  определяется посредством  $\Delta \rho(\mathbf{u}) = m(\mathbf{u} - \mathbf{v})$ . Это представляет собой относительный импульс, который нуклон массой  $m$  может внести с собой в другое ядро. В (21)  $\rho(\mathbf{u})$  означает распределение скоростей нуклонов и  $\hat{\mathbf{a}}$  — единичный вектор нормали к окну. При условии, что  $|v|/|u| \ll 1$ , которое справедливо при рассматриваемых бомбардирующих энергиях, сила  $\mathbf{F}$  может быть разложена по степеням этого отношения, сохраняя только первый член. Это

приводит к  $\mathbf{F} \approx P \hat{\mathbf{a}} - n v \overset{\leftrightarrow}{(1 + \hat{\mathbf{a}} \hat{\mathbf{a}})}$ , где  $P$  — статическое давление, оказываемое нуклонами на окно, и  $n$  означает поток массы от одной системы к другой через окно единичной площади. Скорость диссипации энергии дана выражением  $dE/dt = \mathbf{F} \mathbf{v} = -2 \mathcal{F}$ , где введена

функция диссипации Рэля  $\mathcal{F} = n v \overset{\leftrightarrow}{(1 + \hat{\mathbf{a}} \hat{\mathbf{a}})} \mathbf{v} / 2$ . В этом соотноше-

нии локальный поток  $n$  должен быть заменен полным потоком через окно  $\int n d\sigma$ , который можно выразить универсальной функцией потока  $\psi(s/s_0)$  между двумя параллельными поверхностями, зависящей от их разделения и вычисленной на основе приближения Томаса—Ферми. Таким образом, окончательная формула принимает вид

$$\mathbf{F} = -2\pi n_0 \bar{R} s_0 \psi(s/s_0) \mathbf{v} (\hat{\mathbf{1}} + \hat{\mathbf{a}} \hat{\mathbf{a}}).$$

Здесь  $n_0$  — единичный поток;  $s_0$  — поверхностная размытость распределения плотности материи;  $\bar{R}$  — средняя кривизана щели между поверхностями;  $s$  — разделение поверхностей. Радиальная и тангенциальная компоненты этой силы имеют вид

$$F_r = -2\pi n_0 \bar{R} s_0 \psi(s/s_0) 2v_r = -4\pi n_0 \bar{R} s_0 \psi(s/s_0) \dot{R};$$

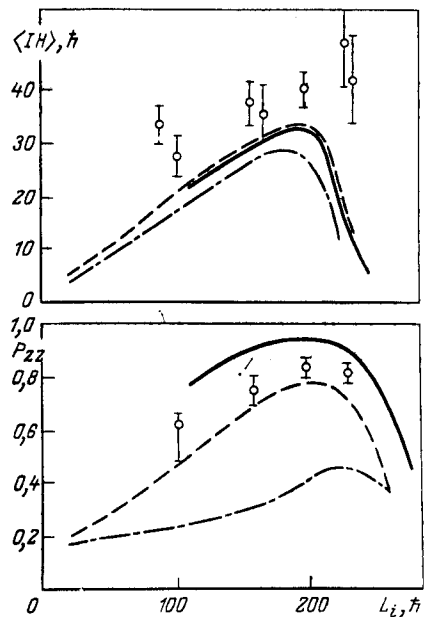
$$F_t = -2\pi n_0 \bar{R} s_0 \psi(s/s_0) v_t = -2\pi n_0 \bar{R} s_0 \psi(s/s_0) [r_1(\dot{\theta} - \dot{\theta}_1) + r_2(\dot{\theta} - \dot{\theta}_2)],$$

из которого следует отношение  $C_{rr}/C_{tt} = 2 : 1$ , отличающееся от того, что получено в [86, 88]. Сравнивая с формфакторами работ [82, 83], можно видеть, что формфакторы относительной диссипации отличаются от нуля только при  $s < 3,2$  фм. Это расстояние, на котором начинается обмен нуклонами. Затем функция  $\psi(s/s_0)$  очень быстро возрастает при дальнейшем сближении ионов. Это означает, что диссипации энергии и относительного углового момента происходят только в малом диапазоне изменения  $R$ . Результаты применения этой модели к описанию реакции  $^{86}\text{Kr} + ^{209}\text{Bi}$  при  $E_{\text{л.с.}} = 600$  МэВ приведены на рис. 23 [95]. Видно, что она приводит к большой диссипации углового момента уже при больших начальных значениях  $L_i$ . Затем, после достижения максимума, передаваемый спин уменьшается более быстро, чем это предсказывается при использовании формфакторов Гросс — Калиновски.

В модели, предложенной Дойблером и Дитрихом [96], сфероидаль-

Рис. 23. Переданный тяжелому фрагменту спин и выстраивание  $P_{zz}$  в реакции  $^{84}\text{Kr} + ^{209}\text{Bi}$  при  $E_{\text{л.с.}} = 600$  МэВ:

экспериментальные данные взяты из [28]; сплошные линии — вычисления в модели классических траекторий с использованием трения, как это предложено Рандрупом [95]; пунктир — вычисления в модели обмена нуклонами без учета блокировки Паули [107]; штрихпунктир — результаты работы [107] с учетом блокировки Паули



ные деформации фрагментов, вращение каждого из ядер и относительное движение центров масс вводили как явные динамические переменные. Полную систему описывали координатами относительного движения  $R$ ,  $\theta$ , углами поворота каждого фрагмента  $\theta_1$ ,  $\theta_2$  и координатами формы  $q_i = a_i/c_i$ , где  $a_i$  и  $c_i$  — сфероидальные полуоси деформированного ядра  $i$ . При этих условиях уравнения движения получаются на основе лагранжиана  $L = T - U$  с учетом следующих величин:

$$T = \frac{1}{2} \mu \dot{R}^2 + \frac{1}{2} \mu R^2 \dot{\theta}^2 + \sum_{i=1}^2 \frac{1}{2} \mathcal{Y}_i(q_i) \dot{\theta}_i^2 + \sum_{i=1}^2 \frac{1}{2} B_i(q_i) \dot{q}_i^2;$$

$$U = \sum_{i=1}^2 E_i(q_i) + U_{\text{нuc}} + U_{\text{coul}},$$

где  $B_i(q_i)$  ( $i = 1, 2$ ) — параметры инерции в колебательной степени свободы;  $E_i(q_i)$  — потенциальная энергия деформированного ядра  $i$ . Ядерное взаимодействие между сильно деформированными произвольно ориентированными ядрами дается выражением

$$U_{\text{нuc}} = -\tilde{c} \int d^3x \tilde{\rho}_1(\mathbf{x} - \mathbf{R}_1) \tilde{\rho}_2(\mathbf{x} - \mathbf{R}_2) + c \int d^3x \rho_1(\mathbf{x} - \mathbf{R}_1) \rho_2(\mathbf{x} - \mathbf{R}_2).$$

Здесь  $\rho_i$  и  $\tilde{\rho}_i$  — однородные сфероидальные распределения плотности с резким краем с разным протяжением. Константы  $c$ ,  $\tilde{c} > 0$  — параметры отталкивания и притяжения между осколками соответственно. Диссипация энергии и углового момента описывается радиальными и тангенциальными силами трения с формфактором, вычисленным на основе перекрытия распределений:

$$K_r = -C_{rr} \dot{R} \int d^3x \tilde{\rho}_1(\mathbf{x} - \mathbf{R}_1) \tilde{\rho}_2(\mathbf{x} - \mathbf{R}_2);$$

$$K_t = -C_{tt} \sum_{i=1}^2 \dot{\varphi}_i \int d^3x |\mathbf{x} - \mathbf{R}_i| \tilde{\rho}_1(\mathbf{x} - \mathbf{R}_1) \tilde{\rho}_2(\mathbf{x} - \mathbf{R}_2).$$

Эти силы трения проявляют то же самое радиальное поведение, как и дальнедействующая часть ядерного потенциала, что находится в согласии с видом диссипативных сил, выведенных микроскопически. Более того, в соответствии с динамической моделью жидкой капли, вводится затухание колебательного движения  $K_{\text{vib}}^{(i)} = - (16/9) \pi \eta R_i^3 \dot{q}_i$ . Добавочные консервативные силы, возникающие вследствие исключения внутренних степеней свободы, учитываются введением эффективного инерциального тензора с радиальной компонентой

$$m_{rr}^{\text{эф}} = \mu + \Gamma \int d^3x \tilde{\rho}_1(\mathbf{x} - \mathbf{R}_1) \tilde{\rho}_2(\mathbf{x} - \mathbf{R}_2),$$

которая оказывает наибольшее влияние на траекторию. Закон сохранения углового момента принимает форму

$$\mu R^2 \dot{\theta} + \sum_{i=1}^2 \gamma_i(q_i) (\dot{\theta} + \dot{\varphi}_i) = \text{const},$$

где  $\varphi_i = \theta_i - \theta$ .

Эта модель была проверена при описании реакции  $^{86}\text{Kr} + ^{209}\text{Bi}$  при  $E_{\text{п.с.}} = 525$  МэВ и значениях параметров трения ( $C_{rr}, C_{tt}$ ) = = (100, 100), (195, 195), (195, 0)  $10^{-23}$  МэВ·фм·с. Было обнаружено, что тангенциальное трение влияет не только на значение, но также и на направление передаваемого углового момента  $\Delta L$  (см. рис. 10).

**Теория переноса.** В теории переноса Аика и др. [97], которая была применена к диссипации углового момента в глубоконеупругих столкновениях тяжелых ионов Волшином [98, 99, 100], реакцию определяют статистическими свойствами составной системы, а не динамическим процессом. Пренебрегая явным рассмотрением связи между передачей массы и углового момента, получают следующее уравнение Фоккера — Планка для функции распределения  $P(M, t)$   $z$ -компоненты  $M$  внутреннего углового момента:

$$\frac{\partial P(M, t)}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial M} (v_M(M, t) P(M, t)) + \frac{\partial^2}{\partial M^2} (D_M(M, t) P(M, t)).$$

Здесь  $z$  — ось, параллельная исходному относительному угловому моменту  $L_i = (0, 0, L_i)$ . Коэффициенты диффузии и дрейфа  $D_M$  и  $v_M$  являются следующими функциями энергии возбуждения  $E_{LM}^*$  и плотности уровней  $\rho(E_{LM}^*, M)$  составной системы:  $D_M = D_0 (E_{LM}^*)^{1/4}$  и  $v_M = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial M} (\rho D_M)$ , где константа  $D_0$  может рассматриваться как свободный параметр. Среднее значение передаваемого спина дается тогда первым моментом функции распределения  $\langle M \rangle = \int M P \times \times (M, t) dM$ , которое подчиняется дифференциальному уравнению  $\frac{d}{dt} \langle M \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} v_M(M, t) P(M, t) dM$ . С начальными условиями  $\langle M \rangle = 0$  при  $t = 0$  получается следующий результат:

$$\langle M \rangle = L_i \left( \frac{\mu R_{i2}^2 + \gamma_1 + \gamma_2}{\gamma_1 + \gamma_2} + \frac{L_i^2}{4\mu R_{i2}^2 E_{L_i}^*} \right)^{-1} \left( 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_L}\right) \right), \quad (22)$$

который зависит от времени релаксации углового момента

$$\tau_L = \frac{1}{D_0 (E_{L_i}^*)^{1/4}} \left( \frac{\mu R_{i2}^2 (\gamma_1 + \gamma_2)}{\mu R_{i2}^2 + \gamma_1 + \gamma_2} \right) T, \quad (23)$$

где  $\tau_L$ , зависящая от  $(A_1 + A_2)$ ,  $A_1/A_2$  и температуры  $T$ , согласно расчету заключена в пределах  $0,5 \lesssim \tau_L$  ( $10^{-21}$  с)  $\lesssim 1,5$ . Для глубоконеупругих столкновений с  $L_i \ll L_{gr}$  и  $E_{L_i}^* = E_{cm} - U_{coul}(R_{int}) -$

$-\frac{L_i^2}{2\mu R_{int}^2} \gg 0$  зависящий от  $L_i$  член в (22) может быть опущен. Имеем, таким образом,

$$\begin{aligned} \langle M \rangle &= L_i \frac{\psi_1 + \psi_2}{\mu R_{i2}^2 + \psi_1 + \psi_2} \left[ 1 - \exp \left( -\frac{t}{\tau_L} \right) \right] \approx \\ &\approx \langle M \rangle_{eq} \left[ 1 - \exp \left( -\frac{t}{\tau_L} \right) \right]. \end{aligned} \quad (24)$$

Для описания разделения  $\langle M \rangle$  между фрагментами предполагаем, что  $\langle M_1 \rangle / \langle M_2 \rangle = \psi_1 / \psi_2$ , что подсказывается структурой уравнения (24).

Для практических вычислений необходимо определить время столкновения  $t$  для рассматриваемой реакции. Его выбирают как  $t = \tau_{int}(L)$ , где время взаимодействия  $\tau_{int}(L)$  можно получить на основе подходящей параметризации функции отклонения  $\Theta(L)$ . Сравнение результатов этой модели с экспериментальными данными и вычисления, проведенные в [101], свидетельствуют о хорошем согласии между двумя средними значениями переданного спина в реакции  $^{86}\text{Kr} + ^{186}\text{Er}$  при  $E_{п.с.} = 515$  МэВ (подробности см. ниже). Другой интересной проблемой является зависимость от  $Z$  передачи углового момента. Если распределение по элементам  $d\sigma/dZ_L$  дается решением  $P(Z_L, t)$  уравнения Фоккера — Планка при  $t = \tau_{int}(L_i)$  следующим образом:

$$\frac{d\sigma}{dZ_L} = \frac{2\pi}{k^2} \int_{L_{crit}}^{L_{gr}} LP(Z_L, \tau_{int}(L)) dL,$$

то полный внутренний угловой момент  $I_{tot}(Z_L)$  в зависимости от зарядового числа фрагмента  $Z_L$  будет

$$I_{tot}(Z_L) = \frac{2\pi}{k^2} \left( \frac{d\sigma}{dZ_L} \right)^{-1} \int_{L_{crit}}^{L_{gr}} LI_{tot}(Z_L, \tau_{int}(L)) P(Z_L, \tau_{int}(L)) dL.$$

Рассчитанные результаты также сравниваются с экспериментальными данными по реакции  $\text{Kr} + \text{Er}$ . За исключением нижайшего значения  $Z_L$ , имеем хорошее согласие между теоретическими и экспериментальными кривыми, которые можно охарактеризовать следующим образом (см. рис. 24):

фрагменты, подобные налетающей частице  $Z_L \approx Z_{proj}$ , преимущественно получают в почти касательных столкновениях, в которых  $I_{tot}(L_i)$  мало;

при большом различии между  $Z_L$  и  $Z_{proj}$  кривая  $I_{tot}(Z_L)$  становится довольно плоской. Такие фрагменты возникают в основном в столкновениях с исходным относительным угловым моментом, ведущим к полному слипанию.

**Флуктуации.** При измерении эффектов ориентации, связанных с передачей углового момента, в ГНС получаются результаты, которые нельзя объяснить в рамках классической картины, содержащей только средние значения относительного углового момента и спинов фрагментов. В частности, абсолютные значения поляризации и выстраивания слишком малы по сравнению с предсказываемыми и сильно зависят от значения  $Q$  реакции. Для интерпретации этих

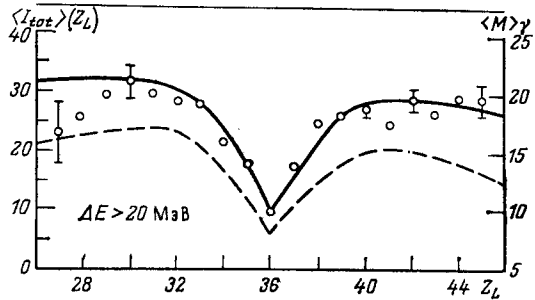


Рис. 24. Зависимость полного переданного углового момента от зарядового числа фрагмента  $Z_L$  для системы  $^{86}\text{Kr} + ^{166}\text{Er}$  [122] с включением (сплошные линии) и без учета флуктуаций (пунктир). Экспериментальные данные из [16]

экспериментальных данных вводятся флуктуации вокруг классических средних значений наблюдаемых. Если предполагается, что исходный относительный угловой момент имеет компоненту только вдоль направления оси  $z$ , то среднее значение передаваемого ядру спина  $\langle I_i \rangle$  также лежит в этом направлении. Таким образом, функцию распределения спина фрагмента можно получить как

$$P(I_i) \sim \exp \left[ - \left( \frac{I_{ix}^2}{2\sigma_{ix}^2} + \frac{I_{iy}^2}{2\sigma_{iy}^2} + \frac{(I_{iz} - \langle I_{iz} \rangle)^2}{2\sigma_{iz}^2} \right) \right],$$

откуда следуют выражения:

для среднего углового момента фрагмента

$$\langle I_i \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \sqrt{I_{ix}^2 + I_{iy}^2 + I_{iz}^2} P(I_i) dI_{ix} dI_{iy} dI_{iz}; \quad (25)$$

его поляризации

$$P_z = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{I_{iz}}{\sqrt{I_{ix}^2 + I_{iy}^2 + I_{iz}^2}} P(I_i) dI_{ix} dI_{iy} dI_{iz} \quad (26)$$

и его выстроенности

$$P_{zz} = \frac{3}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{I_{iz}^2}{I_{ix}^2 + I_{iy}^2 + I_{iz}^2} P(I_i) dI_{ix} dI_{iy} dI_{iz} - \frac{1}{2}. \quad (27)$$

В рамках классической модели с трением [84, 101] и теории переноса [98, 99, 100] вводится подход, согласно которому флуктуации

одинаковы во всех направлениях,  $\sigma_x = \sigma_y = \sigma_z$ . Таким способом полная флуктуация определяется как  $\sigma^2 = c\sigma_z^2$  с  $2 < c < 3$ . Это значит, что из (25) — (27) приблизительно получаем следующие результаты:

$$\langle I_i \rangle = \sqrt{\langle I_{iz} \rangle^2 + c\sigma_z^2}; \quad P_z = I_{iz} / \sqrt{\langle I_{iz} \rangle^2 + c\sigma_z^2};$$

$$P_{zz} = \frac{3}{2} \frac{\langle I_{iz} \rangle^2 + \sigma_z^2}{\langle I_{iz} \rangle^2 + c\sigma_z^2} - \frac{1}{2}.$$

*Теория линейного отклика.* В классической модели с трением статистические флуктуации в коллективных степенях свободы  $Q = \{R, \theta, \theta_1, \theta_2\}$  и их сопряженные импульсы  $P = \{P_R, L, L_1, L_2\}$  можно рассматривать в соответствии с теорией линейного отклика, данной Гофманном и Сименсом [102]. Введем функции распределения  $d(R, \theta, \theta_1, \theta_2, P_R, L, L_1, L_2, t)$  для макроскопических степеней свободы и соответствующих импульсов, подчиняющуюся уравнению Фоккера — Планка в фазовом пространстве

$$\frac{\partial d(t)}{\partial t} = - \sum_{\mu} \left( \frac{\partial d(t)}{\partial Q_{\mu}} \frac{P_{\mu}}{M} - \frac{\partial U(R)}{\partial Q_{\mu}^c} \frac{\partial d(t)}{\partial P_{\mu}} \right) +$$

$$+ \sum_{\mu, \nu} \gamma_{\mu\nu} (Q_{\nu} - Q_{\nu}^c) \frac{\partial d(t)}{\partial P_{\mu}} + \sum_{\mu, \nu} C_{\mu\nu} \frac{\partial}{\partial P_{\mu}} \left( \frac{P_{\nu}}{M} + T \frac{\partial}{\partial P_{\nu}} \right) d(t).$$

В этом уравнении полный потенциал  $U(R)$ , тензор жесткости  $\gamma_{\mu\nu}$ , тензор трения  $C_{\mu\nu}$  и температура ядра — функции только средних (классических) значений  $Q^c(t)$  и  $P^c(t)$ . В частности, тензор жесткости обладает только одной компонентой  $\gamma_{rr} = \frac{\partial^2 U(R)}{\partial R^2}$  и температура  $T$  зависит от энергии возбуждения системы. Если предположить, что  $d(t)$  является многомерным гауссианом в пространстве коллективных степеней свободы, тогда получаются следующие уравнения:

для первых

$$\langle P_{\mu} \rangle_t = \int d\Gamma P_{\mu} d(t) \quad \text{и} \quad \langle Q_{\mu} \rangle_t = \int d\Gamma Q_{\mu} d(t)$$

и вторых моментов  $d(t)$ :

$$\chi_{\mu\nu} = \frac{1}{2} \int d\Gamma (Q_{\mu} - \langle Q_{\mu} \rangle) (Q_{\nu} - \langle Q_{\nu} \rangle) d(t);$$

$$\omega_{\mu\nu} = \frac{1}{2} \int d\Gamma (P_{\mu} - \langle P_{\mu} \rangle) (P_{\nu} - \langle P_{\nu} \rangle) d(t);$$

$$\psi_{\mu\nu} = \frac{1}{2} \int d\Gamma (P_{\mu} - \langle P_{\mu} \rangle) (Q_{\nu} - \langle Q_{\nu} \rangle) d(t),$$

где  $d\Gamma = \prod_{\mu\nu} dP_{\mu} dQ_{\nu}$  — элемент объема в коллективном фазовом пространстве. В соответствии с изложенным формализмом интересую-

щая нас флуктуация  $\sigma_{iz}^2$  дана выражением

$$\sigma_{iz}^2 = 2\omega_{I_i I_i} = \int d\Gamma (I_i - \langle I_i \rangle)^2 d(t), \quad i = 1, 2.$$

В двумерной модели вычислим только флуктуацию относительного углового момента  $\omega_{LL}$ . Из равновесной статистики следует, что ее можно распределить между фрагментами в соответствии с соотношением [101]

$$\sigma_{iz}^2 = \frac{\gamma_i}{\gamma_1 + \gamma_2} \left( 1 + \frac{\gamma_k}{\mu R_{i2}^2} \right) 2\omega_{LL} \quad (i = 1, 2; k = 1, 2).$$

*Теория переноса.* В этой теории флуктуации даются как второй момент  $\sigma_M^2 = (\langle M^2 \rangle - \langle M \rangle^2)$  функции распределения, и он определяется дифференциальным уравнением

$$\frac{d}{dt} \sigma_M^2 = 2 \int_{-\infty}^{\infty} [(M - \langle M \rangle) v_M(M, t) + D_M(M, t)] P(M, t) dM.$$

При начальном условии  $\sigma_M^2 = 0$  при  $t = 0$  получаем точное решение

$$\sigma_M^2 = \left( \frac{\mu R_{i2}^2 + \gamma_1 + \gamma_2}{\mu R_{i2}^2 (\gamma_1 + \gamma_2)} + \frac{L_i^2}{4\mu R_{i2}^2 E_{T_i}^*} \right)^{-1} T \left[ 1 - \exp \left( -\frac{2t}{\tau_L} \right) \right],$$

из которого при тех же условиях, что и выше, следует

$$\begin{aligned} \sigma_M^2 &= \frac{\mu R_{i2}^2 (\gamma_1 + \gamma_2)}{\mu R_{i2}^2 + \gamma_1 + \gamma_2} T \left[ 1 - \exp \left( -2 \frac{t}{\tau_L} \right) \right] \approx \\ &\approx \sigma_{M, eq}^2 \left[ 1 - \exp \left( -\frac{2t}{\tau_L} \right) \right]. \end{aligned}$$

Его распределение между фрагментами также предполагается равным  $\sigma_{M_1}^2 / \sigma_{M_2}^2 = \gamma_1 / \gamma_2$ .

Результаты этой модели с экспериментальными данными по реакции  $^{86}\text{Kr} + ^{168}\text{Er}$  при  $E_{п.с} = 515$  МэВ и значениями  $\langle M \rangle$ ,  $\sigma_M^2$  и  $\langle I_{tot} \rangle$ , вычисленными в двумерной модели с формфактором, соответствующим слипанию, сравниваются на рис. 25. Сравнение показывает, что измеренная сумма спинов фрагментов хорошо воспроизводится в широкой области  $L_i$ . Только при самых малых параметрах столкновения переданный угловой момент несколько недооценивается. С другой стороны, видно, что флуктуации, даваемые теорией переноса, гораздо меньше флуктуаций, полученных в динамических вычислениях, в то время как значения  $M$  весьма близки.

*Тепловые флуктуации.* Другой возможностью описания статистических флуктуаций в передаче углового момента является концепция тепловых флуктуаций в симметричных и асимметричных системах, развитая Моретто и др. [22, 103]. Кроме спина, переданного от относительного углового момента, который выстроен перпендикулярно плоскости реакции, рассматривают возбуждения таких коллективных



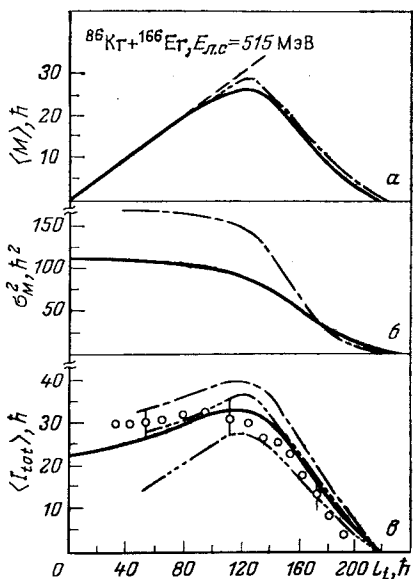


Рис. 25. Зависимость среднего значения z-компоненты внутреннего углового момента  $\langle M \rangle$  (а), дисперсии  $M$  (б) и полного углового момента (в) от исходного углового момента  $L_i$  в сравнении с экспериментальными данными [16] для  $^{86}\text{Kr} + ^{166}\text{Er}$  при  $E_{\text{п.с}} = 515 \text{ МэВ}$ :

сплошные линии — вычисления в теории переноса [122]; штрихпунктир — классическая модель с трением [101]; двойной штрихпунктир —  $\sigma_y = 0$ ; тройной штрихпунктир —  $\sigma_x = \sigma_y = 0$

мод, как изгибание, извивание, скручивание и склонение. Эти моды генерируют случайные компоненты спина в трех направлениях координатной системы. В расчетах исходят из статистической суммы

$$Z \sim \int \exp [-E(x)/T] dx.$$

Здесь  $T$  означает температуру системы в статистическом равновесии и энергия  $E$  зависит от полного

углового момента  $I$ , выстроенности и случайно ориентированных компонент спинов фрагментов. В [22] рассмотрены два случая:

полный угловой момент  $I = 0$ , и спины фрагментов являются результатом возбуждения исключительно коллективных мод;

ядра (с моментами инерции  $\mathcal{Y}$ ) имеют компоненты выстроенного углового момента  $I_R$ , являющиеся результатом жесткого вращения, которое связывается со случайными компонентами, возникающими из-за тепловых флуктуаций.

Для симметричных систем были получены результаты (в пределе больших  $I_R$  при  $I \neq 0$ ) для случайных компонент  $\bar{R}^2$ , среднего углового момента  $|s|$  одного осколка, дисперсии  $\sigma^2$  и угла невыстроенности  $\theta$  (табл. 1)

Таблица 1. Колебательная мода типа извивания (двукратно вырожденная)

$I$	$\bar{R}^2$	$ s $	$\sigma^2$
$= 0$	$(5/7) \mathcal{Y} T$	$\sqrt{\pi}/2 (5/7 \mathcal{Y} T)^{1/2}$	$(1 - \pi/4) (5/7) \mathcal{Y} T$
$\neq 0$	$(5/7) \mathcal{Y} T$	$I_R + (1/2 I_R) (5/14) \mathcal{Y} T$	$(5/14) \mathcal{Y} T$

Эта мода генерирует случайную компоненту в плоскости, которая перпендикулярна линии, соединяющей центры фрагментов. Следовательно, она ведет к флуктуациям в ориентации полного спина в плоскости, перпендикулярной оси разделения. Соответствующий угол невыстроенности дается выражением

$$\operatorname{tg} \theta_w = \left( \frac{\bar{R}^2}{I_R^2} \right)^{1/2} = \left( \frac{5\psi T}{7I_R^2} \right)^{1/2}.$$

*Колебательная мода типа склонения.* Для этой моды проекция  $K$  углового момента  $I$  вдоль линии центров может быть вычислена как

$$I \neq 0, \bar{K}^2 = (14/5) \psi T, |\bar{s}| = I_R + (1/2 I_R) (9/14) \psi T, \sigma^2 \approx 0.$$

В результате возбуждения этой моды плоскость реакции неперпендикулярна полному угловому моменту  $I$ , но «наклонена» под углом  $\theta_{TL}$ :

$$\sin \theta_{TL} = (\bar{K}^2/I^2)^{1/2} = (14 \psi T/5I^2)^{1/2}.$$

Углом, более непосредственно связанным с угловым распределением продуктов последовательного деления, является угол между полным спином одного из осколков и нормалью к линии центров, который дается формулой

$$\sin \theta' = (\bar{K}^2/4s^2)^{1/2} = (7\psi T/10s^2)^{1/2}, \theta' > \theta_{TL}.$$

Возбуждение колебательной моды (табл. 2) ведет к заметному «наклону» углового момента каждого из осколков относительно направления

Таблица 2. Колебательная мода типа скручивания, изгибания (двукратно вырожденная)

$I$	$\bar{R}^2$	$ \bar{s} $	$\sigma^2$
0	$(3/2) \psi T$	$2/\sqrt{\pi} (\psi T)^{1/2}$	$(3/2 - 4/\pi) \psi T$
$\neq 0$	$(3/2) \psi T$	$I_R + (1/2 I_R) \psi T$	$(1/2) \psi T$

полного углового момента, что следует из выражения

$$\operatorname{tg} \theta_B = (\bar{R}^2/I_R^2)^{1/2} = (3\psi T/2I_R^2)^{1/2}, \theta_B > \theta_{TL}.$$

Этот эффект очень важен для правильной интерпретации распределения углового момента вне плоскости реакции осколков последовательного деления и  $\gamma$ -квантов, испущенных осколками.

Если ось  $z$  параллельна исходному угловому моменту, а ось  $x$  — выбранной оси разделения, то получаем следующие комбинированные

вклады в разных направлениях [104]:

$$\begin{aligned} \sigma_x^2 &= \sigma_{T_W}^2 + \sigma_{T_L}^2 = \psi T/2 + (7/10) \psi T = (6/5) \psi T; \\ \sigma_y^2 &= \sigma_B^2 + \sigma_W^2 = \psi T/2 + (5/14) \psi T = (6/7) \psi T; \\ \sigma_z^2 &= \sigma_B^2 + \sigma_W^2 = \psi T/2 + (5/14) \psi T = (6/7) \psi T. \end{aligned}$$

Недавно Шмитт и др. [103] обобщили формализм на случай асимметричных систем. Результаты по флуктуациям, генерируемым различными модами, показаны на рис. 26.

*Флуктуации, вызванные фермиевским движением нуклонов.* В модели обмена нуклонов, объединяющей эффекты относительного движения мишени и налетающей частицы и внутреннее фермиевское

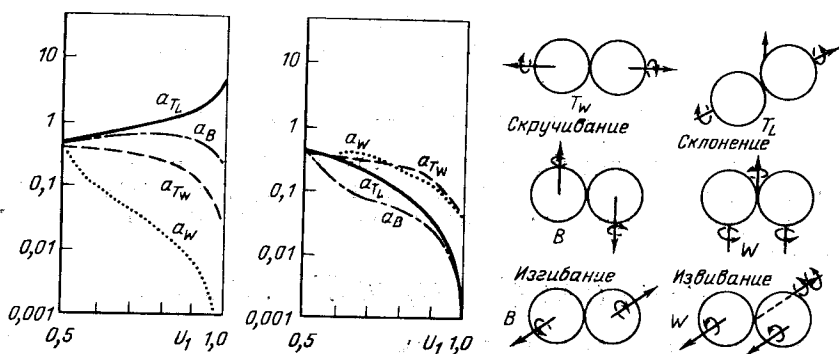


Рис. 26. Иллюстрация различных коллективных вращательных мод, возбуждаемых в ГНС и в делении, и соответствующие компоненты спина для обоих фрагментов в зависимости от координаты, описывающей массовую асимметрию.

Расчеты проведены для системы  $^{197}\text{Au} + ^{86}\text{Kr}$  при  $E_{\text{д.с}} = 600$  МэВ [103]

движение нуклонов, Ванденбош [105] рассчитал выстроенность и переданный угловой момент в периферических реакциях тяжелых ионов. Основным предположением является то, что передача нуклонов — вот механизм, ответственный за диссипацию энергии и передачу углового момента. Эту передачу можно разделить на две части, одна связана с относительным движением фрагментов со скоростью  $v$  и другая — с внутренним движением нуклонов. Если имеет место передача одного нуклона массы  $m$  на расстоянии  $R$  от центра одного из ядер, то угловой момент  $j = R \times mv$  передается из относительно-го движения во вращение осколков. Так как перекрытие ионов наибольшее вокруг оси, соединяющей центры, можно предположить, что передачи происходят на ядерном экваторе. Следовательно, этот угловой момент будет выстроен вдоль нормали к плоскости реакции. Для суммы по этим отдельным коллинеарным передачам имеем

$$j_a = N (m \langle v^2 \rangle^{1/2} R) = NR (2m\bar{E}/\mu)^{1/2},$$

где  $\bar{E}$  — средняя относительная кинетическая энергия;  $\mu$  — приведенная масса системы. Кроме того, существует угловой момент, порождаемый во фрагментах фермиевским движением, который будет ориентирован случайным образом в плоскости, перпендикулярной линии центров. Если исходное фермиевское движение распределено изотропно, в результате каждой передачи возникает вектор углового момента

$$j_i = R^2(p_x^2 + p_y^2)^{1/2} = R \left[ \frac{2}{3} (2mE_F) \right]^{1/2},$$

который можно направить в любую сторону в этой плоскости. Среднее значение результирующего вектора, равного сумме  $N$  векторов  $j_i$ , исчезает, а среднеквадратичное значение дается выражением

$$j_F = N^{1/2} j_i = N^{1/2} R \left[ \frac{2}{3} (2mE_F) \right]^{1/2}.$$

Полная передача углового момента  $J$  равна векторной сумме  $j_a$  и  $j_F$ ,  $J = (j_a^2 + j_F^2)^{1/2}$ , с проекцией на ось  $z$ ,  $\langle M^2 \rangle = J^2 - j_F^2/2$ . Так, получаем параметр выстраивания

$$P_{zz} = \frac{3}{2} \frac{\langle M^2 \rangle}{\langle J^2 \rangle} - \frac{1}{2} = 1 - \frac{3}{4} \left( \frac{j_F}{J} \right)^2.$$

При нерелятивистских бомбардирующих энергиях передача углового момента, возникающая в результате передачи отдельного нуклона, происходит в основном из-за фермиевского, а не из-за относительного движения. Таким образом, при малых потерях энергии передаваемый спин будет слабо выстроен и будут преобладать случайные компоненты. При больших потерях энергии результирующая случайных компонент растет медленнее, чем результирующая коллинеарных выстроенных компонент. В качестве примера сравнения с экспериментальными данными служит реакция  $^{86}\text{Kr} + ^{238}\text{U}$  при  $E_{\text{л.с}} = 730$  МэВ, причем расчеты были проведены только при малых потерях энергии вплоть до  $Q \approx -150$  МэВ. Результаты находятся в хорошем согласии с данными в отношении передачи углового момента и выстраивания. Сравнение с результатами классической модели с трением, в которой пренебрегали внутренним движением нуклонов, показывает (см. рис. 11), что фермиевское движение дает существенный вклад в передаваемый спин в области больших значений  $Q$ . Кроме того, эффект случайного движения приводит к уменьшению параметра выстраивания, что согласуется с измерениями.

Следуя идеям [105] и теории переноса для столкновений ядер с учетом квантовых эффектов, как это было предложено Рандрупом [106], Де и др. [107] исследовали влияние квантовых корреляций на параметр выстраивания углового момента в КУС и ГНС и обнаружили, что они играют крайне важную роль. Для учета эффекта блокировки Паули предполагали, что передача полностью заблокирована, если энергия передаваемого нуклона на воспринимающее ядро

$\varepsilon_n = m(v + v_a)^2/2$  не превосходит энергии Ферми  $E_F$  ( $E_F \approx \approx 37$  МэВ). При этих условиях спин тяжелого фрагмента и выстраивание были вычислены для реакции  $^{86}\text{Kr} + ^{209}\text{Bi}$  при  $E_{\text{п.с}} = = 610$  МэВ и  $^{86}\text{Kr} + ^{238}\text{U}$  при  $E_{\text{п.с}} = 730$  МэВ. Видно (ср. рис. 23), что включение блокировки Паули ведет к заметному улучшению результатов для  $P_{zz}$  во всей области экспериментальных данных. Физической причиной роста  $P_{zz}$  является то, что блокировка Паули существенно уменьшила поток нуклонов и тем самым сократила случайным образом ориентированный угловой момент  $\langle j_z^2 \rangle$ , тогда как влияние на  $j_a$  и  $\langle M^2 \rangle = \langle J_z^2 \rangle$ , которое содержит только одну компоненту  $\langle j_{Fz}^2 \rangle$ , оказывается значительно слабее. Основным прогресс по сравнению с моделью Вандебоша состоит в том, что стало возможным описать предельный угловой момент и его выстраивание в количественном согласии с экспериментом в широкой области значений  $Q$ .

**Поляризация и выстраивание в глубоконеупругих столкновениях тяжелых ионов.** Скажем несколько слов о вычислениях поляризации и выстраивания в зависимости от значения  $Q$  реакции и угла отклонения  $\theta$ . В экспериментах, в которых измеряли поляризацию и выстраивание в зависимости от  $Q$  и  $\theta$ , было обнаружено, что знак поляризации меняется между квазиупругой и глубоконеупругой областями энергетического спектра. Это было объяснено Вильчинским [49] как интерференция передачи спина от положительных и отрицательных углов рассеяния. В соответствии с этим и учитывая точность определения  $L$  [1], Дюинвебер и Гартманн [56] предложили следующее выражение для вычисления поляризации:

$$P_z(Q, \theta) = \frac{d^2\sigma/d\theta dQ - d^2\sigma/d(-\theta) dQ}{d^2\sigma/d\theta dQ + d^2\sigma/d(-\theta) dQ},$$

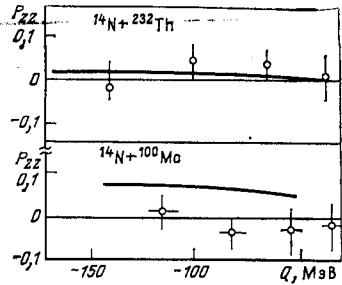
в котором сильная динамическая дисперсия двойного дифференциального сечения  $d^2\sigma/d\theta dQ$  около линии гребня на графике Вильчинского приводит к сильному ограничению поляризации фрагментов. Это выражение было использовано Шмидтом [124] для описания поляризации в реакциях  $^{14}\text{N} + ^{100}\text{Mo}$  при  $E_{\text{п.с}} = 90; 125; 200$  МэВ и  $^{14}\text{N} + ^{232}\text{Th}$  при  $E_{\text{п.с}} = 129$  МэВ.

В [101, 108] поляризация и выстраивание были вычислены с использованием функции распределения  $d(t)$  коллективных степеней свободы и их сопряженных импульсов. Таким образом, величины  $P_z(\theta, Q)$  и  $P_{zz}(\theta, Q)$  даются посредством

$$P_{z,zz}(\theta, E) = \frac{\pi\hbar^2}{\mu E_{\text{п.с}}} \left( \frac{d^2\sigma}{d\theta dE} \right)^{-1} \int dLLP_{z,zz}(L) \sqrt{\frac{\mu}{2E}} d(P_R, \theta, t),$$

где  $P_{z,zz}(L)$  определяют из уравнения (26) и (27). Результат таких вычислений выстраивания в реакции  $^{232}\text{Th} (^{14}\text{N}, ^{12}\text{B})$  при  $E_{\text{п.с}} = = 200$  МэВ показан на рис. 27. Видно, что хорошо воспроизводятся как довольно слабая зависимость от  $Q$ , так и малое абсолютное значение  $P_{zz}(Q)$  при угле отклонения  $\theta_{\text{п.с}} = 30^\circ$ .

Рис. 27. Зависимость выстраивания легких фрагментов в реакции  $^{14}\text{N} + ^{100}\text{Mo}$ ,  $^{232}\text{Th}$  при  $E_{\text{л.с}} = 200$  МэВ от величины  $Q$  реакции [108]:  
 Экспериментальные данные взяты из [46]



**Модель когерентных поверхностных возбуждений.** В модели когерентных поверхностных возбуждений, развитой Бруглиа, Вингером и др. [109—112], затухание энергии и углового момента относительного движения в ГНС происходит, с одной стороны, возбуждением (коллективных или неколлективных) поверхностных мод  $\kappa$ , которые затухают вследствие добавочных двухчастичных столкновений, переводя часть энергии и углового момента, связанную с когерентными модами, в хаотическое одночастичное движение. С другой стороны, дальнейшее статистическое затухание относительного движения  $\mathbf{R}$  происходит вследствие передачи частиц, которые рассматриваются как диффузионный процесс в соответствии с контактным приближением (см. выше). В рамках такой картины угловой момент  $\Delta L^{(i)}$ , диссипированный к моменту  $t$  в ядро  $(i) = (a, A)$ , дается выражениями

$$\Delta L^{(i)}(t) = \Delta L_{\text{vib}}^{(i)}(t) + \Delta L_{\text{trans}}^{(i)}(t); \quad \Delta L_{\text{vib}}^{(i)} = \\ = \int_{-\infty}^t dt' \sum_{\kappa} \frac{\gamma_{\kappa}^{(i)}}{D_{\kappa}^{(i)}} L_{\kappa}^{(i)}(t'); \quad \Delta L_{\text{trans}}^{(i)} = \int_{-\infty}^t dt' \mathbf{R}(t') \times \mathbf{F}(t').$$

Здесь  $L_{\kappa}^{(i)}$  — угловой момент, которым обладает поверхностная мода  $\kappa$ ;  $\gamma_{\kappa}/D_{\kappa}$  — коэффициент, определяющий скорость затухания вибрационной моды  $\kappa$ ;  $\mathbf{F}$  — сила трения, действующая в точке контакта между двумя поверхностями. Полный угловой момент, который диссипирует в каждом из ядер, по предположению делится между всеми нуклонами и дает вклад в среднем в общее вращение вокруг оси, перпендикулярной плоскости реакции. Квантовые флуктуации в угле рассеяния, потерях энергии и углового момента, происходящие вследствие возбуждения поверхностных мод, принимаются во внимание использованием распределения форм, представляющего нулевые колебания, в качестве начальных условий при расчете (тректерных) траекторий.

Модель применяли к описанию реакции  $^{86}\text{Kr} + ^{208}\text{Pb}$  при  $E_{\text{л.с}} = 610$  МэВ в [113] для вычисления среднего значения  $z$ -компоненты передаваемого углового момента и флуктуации его компоненты в плоскости реакции и вне ее в зависимости от значения  $Q$  (рис. 28). Эти результаты соответствуют статистике из 440 траекторий. Оказывается, что нет корреляции между исходным параметром столкновения и конечным значением динамической переменной. Таким образом, для больших потерь энергии появляется большой разброс

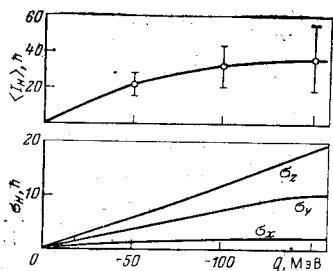


Рис. 28. Зависимость среднего значения  $z$ -компоненты спина тяжелого фрагмента  $\langle I_{H,z} \rangle$  и флуктуации компонент в плоскости реакции и вне ее переданного углового момента от потерь полной кинетической энергии.

Пределы погрешностей указывают на стандартное отклонение, связанное с флуктуациями  $I_{H,z}$ , из-за нулевых колебаний [113]

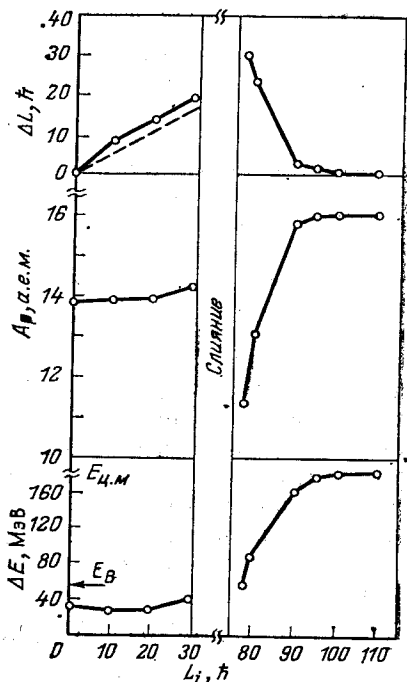


Рис. 29. Зависимость потерь энергии  $\Delta E$ , массы  $A$ , подобной налетающей частице фрагмента и среднего переданного углового момента  $\Delta L$  от исходного углового момента  $L_i$  [116]:

пунктир — классический предел полного слияния

передаваемого углового момента, так как дают вклад начальные угловые моменты в широком диапазоне значений. Флуктуации компоненты вне плоскости реакции больше флуктуаций компонент  $\sigma_x, \sigma_y$  в плоскости реакции, которые полностью происходят только от нулевых флуктуаций поверхностных колебаний. Указывается на вьюстроенность компонент в плоскости реакции почти точно перпендикулярно направлению отдачи ядра-мишени. Модель описывает также экспериментальные данные по передаче углового момента в тяжелый осколок от последовательного деления в реакции  $^{86}\text{Kr} + ^{209}\text{Bi}$  при  $E_{\text{л.с}} = 600 \text{ МэВ}$ . Подробное сравнение наглядно показывает, что половину эффекта в передаче углового момента можно приписать передаче массы. Как указывалось в [114], модель находится также в грубом согласии с данными о поляризации, полученными из измерений круговой поляризации  $\gamma$ -квантов.

**Приближение зависящего от времени уравнения Хартри — Фока (ЗВХФ).** Для системы из  $A$  нуклонов в приближении ЗВХФ дано решение многочастичного уравнения Шредингера в виде одного

детерминанта Слетера, построенного из  $A$  зависящих от времени одночастичных волновых функций, который, как ожидается, дает приемлемое описание эволюции во времени средних значений одночастичных и малочастичных операторов [115]. Модель основывается на независимом движении нуклонов в зависящем от времени среднем поле, самосогласованным образом генерированном мгновенной конфигурацией всех остальных нуклонов. ЗВХФ представляет собой полностью микроскопическое описание динамики СТИ.

*Легкие системы.* Деви и др. [116] анализировали реакцию  $^{16}\text{O} + ^{93}\text{Nb}$  при  $E_{\text{л.с}} = 204$  МэВ в двумерном приближении, в котором компоненты волновых функций в перпендикулярном плоскости реакции направлении удерживали постоянными во времени («замороженное» приближение). Характерная черта ЗВХФ в применении к легким системам — возникновение окна слияния для промежуточной области значений и исходного углового момента  $L_i = (30 \div 76) \hbar$ . Выше этой области (рис. 29) потери энергии сильно возрастают с уменьшением  $L_i$ , тогда как для почти лобовых столкновений кинетическая энергия в выходных каналах почти не зависит от  $L_i$ . Для почти касательных столкновений ( $L_{\text{гр}} \approx 100\hbar$ ) потери энергии и передача углового момента сильно коррелированы. Более того,  $\Delta L$  возрастает, если появляется результирующая передача массы. Ниже окна слияния вычисления в рамках ЗВХФ дают широкий диапазон передаваемых угловых моментов, сконцентрированных в узкой области кинетической энергии осколков, при этом передача частиц также достигает равновесия. В этом диапазоне значений  $L_i$  передаваемый угловой момент  $\Delta L$  пропорционален  $L_i$  и достигает предела полного слияния ( $\Delta L \approx 0,54L_i$ ). Для системы  $^{40}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$  при  $E_{\text{л.с}} = 280$  МэВ передача углового момента в столкновениях с наибольшим затуханием также согласуется с пределом полного слияния (см. [117]).

*Тяжелые системы.* Более подробное сравнение результатов ЗВХФ с предсказаниями модели классических траекторий с контактным трением [90] было проведено Ванденбошем [118] для системы  $^{86}\text{Kr} + ^{209}\text{Bi}$  при  $E_{\text{л.с}} = 600$  МэВ. Для параметра столкновения  $L_i = 240 \hbar$  траектории в обеих моделях довольно близки между собой, почти с тем же самым расстоянием, разделяющим ионы в точке поворота. Но полная потеря энергии в модели однотельного трения достигает только 10% результата ЗВХФ. Передача углового момента в ЗВХФ сильно коррелирует с потерей энергии и образованием шейки, причем  $\Delta L \approx 40\hbar$  для данного  $L_i$ . Предсказания ЗВХФ для  $\Delta L$  в зависимости от  $Q$  находятся в грубом согласии с экспериментальными данными, полученными при исследовании последовательного деления [28] при  $Q \approx -100$  МэВ, но они четко дают слишком малые значения для  $\Delta L$  при больших потерях энергии. Далее следует упомянуть, что в этой реакции при малых параметрах столкновения имеются указания на различное разделение входного углового момента при различных значениях асимметрий по массе [119], хотя



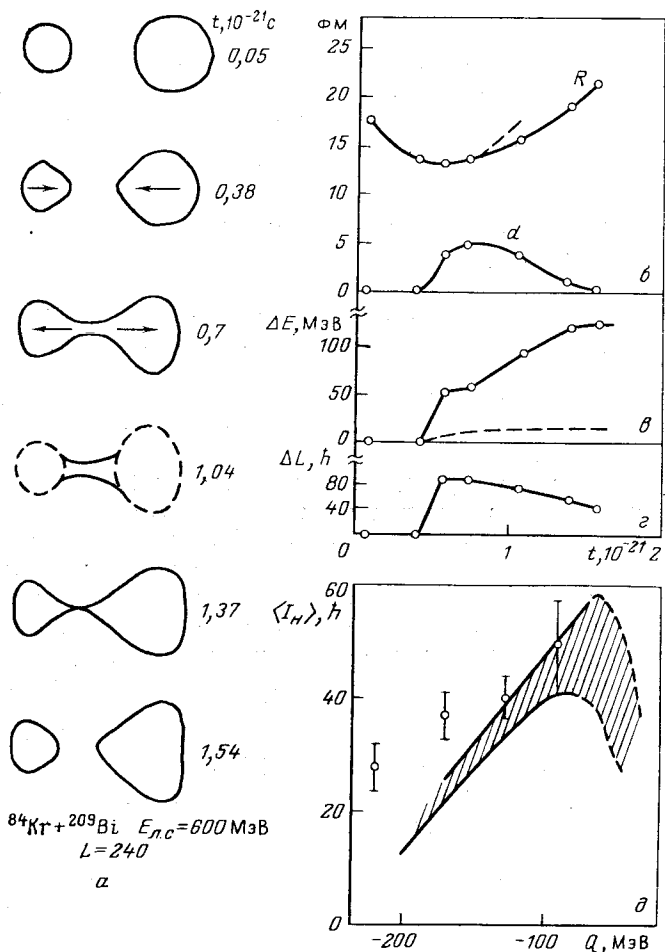


Рис. 30. Динамика реакции  $^{84}\text{Kr} + ^{209}\text{Bi}$  при  $E_{\text{л.с}} = 600 \text{ МэВ}$  [118]:

входный угловой момент  $L_i = 240\hbar$ ; а — контуры, на которых плотность достигает половины своего значения в центре, проведенные на основе вычислений в ЗВХФ [123]; б — зависимость от времени расстояния между фрагментами  $R$  и диаметра шейки  $d$ ; в — зависимость энергии диссипации  $\Delta E$  и г — зависимость передаваемого углового момента  $\Delta L$ ; сплошные кривые — ЗВХФ; пунктир — контактное трение; д — сравнение предсказанной передачи  $L$  с экспериментальными данными [28]. Штрихами отмечены возможные границы значений, даваемые контурами плотности до и после разрыва шейки

в вычислениях ЗВХФ для  $^{86}\text{Kr} + ^{139}\text{La}$  при  $E_{\text{л.с}} = 505, 610$  и  $710 \text{ МэВ}$  такого эффекта не найдено [117].

Хотя было обнаружено, что в течение столкновения большинство динамических эффектов происходит в плоскости реакции, вследствие того, что степени свободы, перпендикулярные плоскости реакции, являются замороженными, двумерные вычисления в ЗВХФ содержат

некоторые ограничения. Так, средний передаваемый угловой момент выстроен перпендикулярно плоскости реакции и никакой информации нельзя получить об эффектах ориентации. С другой стороны, трехмерные вычисления ЗВХФ для реакции  $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$  при  $E_{\text{д.с}} = 7,5$  МэВ/А, выполненные Куссоном и др. [120], приводят к результатам, близким к двумерным. Передачу углового момента рассчитывали для двух значений параметра столкновения  $L_i = 150 \hbar$  и  $300 \hbar$ , которые значительно меньше  $L_{\text{гр}} \approx 550 \hbar$ . Конечные угловые моменты равны  $103 \hbar$  и  $210 \hbar$  соответственно. Эти значения близки к  $5/7 L_i$ , что соответствует пределу полного слипания. В отличие от результатов для  $\text{Kг} + \text{Вi}$ , представленных на рис. 30, основная потеря углового момента происходит в тот временной интервал, когда сталкивающиеся ядра достигают минимального относительного расстояния.<sup>1</sup>

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Эффекты ориентации возникают в КУС вследствие действия спин-орбитального члена в искажающем потенциале и кинематической поляризации передаваемого углового момента из-за постепенного разделения отклонения с дальней и ближней сторон ядра. Экспериментальные результаты четко свидетельствуют в пользу наличия спин-орбитального члена в оптическом потенциале. Но его интенсивность, полученная из неупругого рассеяния и реакций передач, оказывается много большей, чем это можно было ожидать на основе свертки с реалистическим нуклон-нуклонным взаимодействием. Таким образом, микроскопические истоки спин-орбитальной связи в оптическом потенциале для тяжелых ионов остаются неясными. В этой связи требуются дальнейшие эксперименты с поляризованными пучками, включая  $I_a > 1/2$ , 1 и измерениями различных средних значений  $\langle T_{\hbar q} \rangle$ . В то время как полуклассические модели совершенно недостаточны для объяснения данных по поляризации, такие традиционные методы, как метод искаженных волн и метод связанных каналов, оказываются успешными. Включение членов высшего порядка и связь со статистическими процессами требуют еще дальнейшей работы. В связи с предравновесными эффектами и испусканием быстрых легких ионов в ГНС неизбежен переход на рассмотрение трехчастичных каналов. Эти быстрые легкие частицы уносят больше углового момента, чем дается в испарительных моделях, что может повлиять на выводы о первичном спине фрагментов на основе измерения  $\gamma$ -многоественности.

Следует также упомянуть, что невозможно получить новое более глубокое понимание причин успеха классических моделей с трением с включением флуктуаций в интерпретации измеряемых поляризаций и выстраивания на основе обсуждения квазиклассических приближений в методе искаженных волн, где тоже вводятся положительные и отрицательные углы рассеяния. Более того, сравнение результатов вычислений в рамках модели с классическими траекториями и теории

переноса показывает, что эти феноменологические модели способны описать большую часть передаваемого углового момента в корреляции с диссипацией энергии. Но остается открытой проблема, как фрагменты могут накопить такой большой угловой (строго ориентированный) момент из угловых моментов отдельных нуклонов. С другой стороны, из исследований в рамках модели обмена нуклонами следует, что случайная передача нуклонов и квантовый эффект блокировки Паули играют важную роль в интерпретации значения и ориентации передаваемого спина, что находится в согласии с экспериментом. Об одной попытке решить проблему в рамках микроскопической теории ГНС сообщалось в [121], где замкнутое выражение для среднего значения и флуктуаций компонент переданного углового момента было получено в первом порядке зависящей от времени теории возмущений. Никаких приложений не было дано, и результаты кажутся ограниченными областью КУС.

Результаты ЗВХФ демонстрируют важность обмена орбиталями между фрагментами и передачи массы для объяснения передачи углового момента. Для исследования явлений, сильно связанных с большим разбросом конечного углового момента, необходимо учитывать поправки к ЗВХФ.

Дальнейшие эксперименты должны дать больше одновременной информации о значении и ориентации спинов обоих ядер в выходном канале для определения распределения между осколками углового момента, передаваемого из относительного движения, и о его флуктуациях.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lefort M., Ngo C.— Riv. Nuovo cimento, 1979, v. 2, p. 1.
2. Джолос Р. В., Шмидт Р.— ЭЧАЯ, 1981, т. 12, вып. 2, с. 324.
3. Weiss W. e.a.— Phys. Lett. B, 1976, v. 61, p. 237.
4. Heidelberg — Marburg — Cooperation Polarized Heavy Ions, 1980, MPIH-1980-V15.
5. Bohlen H.G., von Oertzen W.— Z. Phys. A, 1978, Bd 285, S. 371.
6. Bohlen H.G. e.a.— Z. Phys. A, 1978, Bd 285, S. 379.
7. Cormier T.— Phys. Rev. C, 1977, v. 16, p. 215.
8. Adler L. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 45, p. 696.
9. Sobotka L.G. e.a.— Nucl. Phys. A, 1981, v. 371, p. 510.
10. Albrecht R. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1975, v. 34, p. 1400.
11. Inamura T. e.a.— Phys. Lett. B, 1979, v. 84, p. 71; Namboodiri M.N. e.a.— Phys. Rev. C. 1979. v. 20, p. 982; Gerschel C. e.a.— J. Phys. (Paris) C, 1980, v. 10, p. 239.
12. Dayras R.A. e.a.— Phys. Rev. C, 1980, v. 22, p. 1485.
13. Christensen P.R. e.a.— Nucl. Phys. A, 1980, v. 349, p. 217.
14. Wozniak G. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 45, p. 1081.
15. Ho H. e.a.— Z. Phys. A, 1981, Bd 300, S. 205.
16. Olmi A. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 41, p. 688.
17. Glässel P. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, p. 331.
18. Sventek J.S., Moretto L.G.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 697.
19. Puchta H. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 623.
20. Puigh R.J. e.a.— Nucl. Phys. A, 1980, v. 336, p. 279.
21. Brink D.— Phys. Lett. B, 1972, v. 40, p. 37.

22. Moretto L.G., Schmitt R.P.— Phys. Rev. C, 1980, v. 21, p. 204.
23. Aguer P. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 1778.
24. Dayras R.A. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 697.
25. Trautmann W. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 39, p. 1062.
26. Trautmann W. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1981, v. 46, p. 1188.
27. Døssing T.— Nucl. Phys. A, 1981, v. 357, p. 488.
28. Dyer P. e.a.— Nucl. Phys. A, 1979, v. 322, p. 205.
29. Rajagopalan M. e.a.— Phys. Rev. C, 1979, v. 19, p. 54.
30. Wozniak G. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 1436.
31. Utsunomiya H.T. e.a.— Phys. Lett. B, 1981, v. 105, p. 135.
32. von Harrach D. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 1728.
33. Puigh R.J. e.a.— Phys. Lett. B, 1979, v. 86, p. 24.
34. Catchen G.L. e.a.— Phys. Rev. C, 1980, v. 21, p. 940.
35. Moretto L.G., Sobotka L.G.— Z. Phys. A, 1981, Bd 303, S. 299.
36. Blau S.K., Moretto L.G.— Nucl. Phys. A, 1981, v. 359, p. 477.
37. Kühn W. e.a.— Z. Phys. A, 1980, Bd 298, S. 95.
38. Babinet R. e.a.— Z. Phys. A, 1980, Bd 295, S. 153.
39. Logan D. e.a.— Phys. Rev. C, 1980, v. 22, p. 104.
40. Logan D. e.a.— Phys. Rev. C, 1980, v. 22, p. 1080.
41. Sobotka L.G. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1981, v. 46, p. 887.
42. Ho H. e.a.— Z. Phys. A, 1977, Bd 283, S. 235 (see also ref. [15]).
43. Takahashi N. e.a.— In: Contribution to the Fifth International Symposium on Polarization Phenomena in Nuclear Physics, Santa Fe, 1980.
44. Takahashi N. e.a.— Phys. Lett. B, 1978, v. 78, p. 397.
45. Ishihara M. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 111.
46. Takahashi N.— In: Invited Talk at the Fifth International Symposium on Polarization Phenomena in Nuclear Physics. Santa Fe, 1980.
47. Aleonard M.M. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 622.
48. Volkov V.V. e.a.— Phys. Reports, 1978, v. 44, p. 93.
49. Wilczynski J.— Phys. Lett. B, 1973, v. 47, p. 484.
50. Friedmann W.A.— Phys. Lett. B, 1981, v. 98, p. 21.
51. Немец О. Ф., Ясногородский А. М.— ЭЧАЯ, 1981, т. 12, вып. 2, с. 424.
52. Simon A.— Phys. Rev., 1953, v. 92, p. 1050.
53. Ellis P.J.— Nucl. Phys. A, 1978, v. 302, p. 257.
54. Strutinsky V.M.— JETP (Sov. Phys.), 1964, v. 19, p. 401.
55. Выдрук-Власенко С. М.— Ядерная физика, 1982, т. 35, вып. 3, с. 688.
56. Dinnweber W., Hartmann K.M.— Phys. Lett. B, 1979, v. 80, p. 23.
57. Hill D., Frahn W.E.— Ann. Phys., 1980, v. 124, p. 1.
58. Yousef M.I., Reif R.— Zfk-Annual Report, 1981.
59. Юзеф М. И., Райф Р.— Ядерная физика, 1981, т. 33, с. 1006.
60. Bayman B.F., Dudek-Ellis A., Ellis P.J.— Nucl. Phys. A, 1978, v. 301, p. 141.
61. Kubono S. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, p. 817.
62. Dinnweber W. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 1642.
63. Liu Q.K.K., Ellis P.J.— Phys. Rev. C, 1980, v. 22, p. 540.
64. Tanaka M. e.a.— Phys. Lett. B, 1981, v. 106, p. 293.
65. Wust P. e.a.— Z. Phys. A, 1979, Bd 291, S. 151.
66. Thompson W.J.— In: Proc. International Conference on Reactions between Complex Nuclei. Nashville. 1974, v. 1, p. 14.
67. Amekawa H., Kubo K.I.— In: Proc. Symposium on Cluster Structure of Nuclei and Transfer Reactions Induced by Heavy Ions. Tokyo, 1975.
68. Moffa P.J.— Phys. Rev. C, 1977, v. 16, p. 1431.
69. Petrovich F. e.a.— Phys. Rev. C, 1978, v. 17, p. 1642.
70. Kammuri T. e.a.— Nucl. Phys. A, 1981, v. 366, p. 171.
71. Matsuoka K., Kammuri T.— Nucl. Phys. A, 1982, v. 376, p. 341.
72. Ishihara M. e.a.— Phys. Lett. B, 1978, v. 73, p. 281.
73. Matsuoka K. e.a.— Progr. Theor. Phys., 1980, v. 63, p. 1067.
74. Bond P.D.— Phys. Rev. C, 1980, v. 22, p. 1539.
75. Bond P.D.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 501.

76. Udagawa T., Tamura T.— In: Lecture Notes of 1980 RCNP Kikuchi Summer School. Kobe, 1980, p. 171.
77. Udagawa T., Tamura T., Price D.— Phys. Rev. C, 1980, v. 21, p. 1891.
78. Udagawa T., Tamura T.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 41, p. 1770.
79. Udagawa T., Tamura T.— In: Proc. International Symposium on Continuum Spectra of Heavy Ion Reactions. San Antonio, 1979.
80. Sugimoto K. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 39, p. 323.
81. Beck R., Gross D.H.E.— Phys. Lett. B, 1973, v. 47, p. 143.
82. Gross D.H.E., Kalinowski H.— Phys. Lett. B, 1974, v. 48, p. 302.
83. De J.N. e.a.— Z. Phys. A, 1976, Bd 277, S. 385.
84. Schmidt R., Reif R.— Phys. G, 1979, v. 5, p. L181.
85. Bass R.— Nucl. Phys. A, 1974, v. 231, p. 45.
86. Tsang G.F.— Phys. Script. A, 1974, v. 10, p. 90.
87. Lefort M., Ngo C.— Ann. Phys. (Paris), 1978, v. 3, p. 5.
88. Siwek-Wilczynska K., Wilczynski J.W.— Nucl. Phys. A, 1976, v. 264, p. 115.
89. Bangert D., Freiesleben H.— Nucl. Phys. A, 1980, v. 340, p. 205.
90. Randrup J.— Ann. Phys., 1978, v. 112, p. 356.
91. Blocki J. e.a.— Ann. Phys., 1977, v. 105, p. 427.
92. Choudhury R.K., Govil R., Kapoor S.S.— J. Phys. G, 1981, v. 7, p. 1247.
93. Bondorf J.P., Sobel M.I., Sperber D.— Phys. Rep. C, 1975, v. 15, p. 83.
94. Becker F. e.a.— Phys. Lett. B, 1978, v. 76, p. 35.
95. Saube G.— Proc. Intern. Symp. on Selected Topics of the Interaction of Fast Neutrons and Heavy Ions with Atomic Nuclei Gausisg. Zfk-459, 1980, p. 134.
96. Deubler H.H., Dietrich K.— Nucl. Phys. A, 1977, v. 277, p. 493.
97. Ayik S., Wolschin G., Nörenberg W.— Z. Phys. A, 1978, Bd 286, S. 271.
98. Wolschin G.— Nukleonika, 1977, v. 22, p. 1165.
99. Wolschin G.— Z. Phys. A, 1978, Bd 286, S. 271.
100. Wolschin G.— Nucl. Phys. A, 1979, v. 316, p. 146.
101. Schmidt R., Reif R.— T. Phys. G, 1981, v. 7, p. 775.
102. Hofmann H., Siemens P.J.— Nucl. Phys. A, 1977, v. 275, p. 464.
103. Schmitt R.P., Pacheco A.J.— Nucl. Phys. A, 1982, v. 379, p. 313.
104. Moretto L.G., Blau S.K., Pacheco A.J.— Nucl. Phys. A, 1981, v. 364, p. 125.
105. Vandenbosch R.— Phys. Rev. C, 1979, v. 20, p. 171.
106. Randrup J.— Nucl. Phys. A, 1979, v. 327, p. 490.
107. De J.N. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1982, v. 48, p. 81.
108. Reif R., Saube G.— J. Phys. G, 1982, v. 8, p. L21.
109. Broglia R.A. e.a.— Phys. Lett. B, 1974, v. 53, p. 301.
110. Broglia R.A. e.a.— Phys. Lett. B, 1976, v. 61, p. 113.
111. Broglia R.A. e.a.— Phys. Lett. B, 1978, v. 73, p. 405.
112. Broglia R.A. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 41, p. 25.
113. Broglia R.A. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 1649.
114. Broglia R.A., Dasso H.C., Winther A.— In: Nuclear Structure and Heavy Ion Collisions, Proceedings of the International School of Physics «Enrico Fermi», Varenna, 1979.
115. Negele J.W.— In: Theoretical Methods in Medium Energy and Heavy Ion Physics. N.Y., Plenum Press, 1978.
116. Sandhya Devi K.R. e.a.— Phys. Rev. C, 1981, v. 23, p. 1064.
117. Davies K.T.R. e.a. MAP — 23, 1982.
118. Vandenbosch R. Nucl. Phys. Laboratory Annual Report 1979. University of Washington.
119. Regimbart R. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 41, p. 1355.
120. Cusson R.Y., Maruhn A., Stöcker H.— Z. Phys. A, 1980, Bd 294, S. 257.
121. Ghosh G., Hasse R.W.— Nucl. Phys. A, 1981, v. 372, p. 227.
122. Wolschin G., Nörenberg W.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 41, p. 691.
123. Davies K.T.R.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 41, p. 632.
124. Schmidt R., Reif R. Preprint E4-81-26, Dubna 1981.