

ОБРАТНЫЕ МАКСИМУМЫ СЕЧЕНИЯ В ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ И ОБМЕННЫЕ ПРОЦЕССЫ

*И. Б. Теплов, Н. С. Зеленская,
В. М. Лебедев, А. В. Спасский*
НИИ ядерной физики МГУ, Москва

В обзоре рассматриваются экспериментальные данные о поведении в области больших углов сечений ядерных реакций $A(x, y)B$ на легких ядрах при энергиях бомбардирующих частиц ≥ 15 Мэв. Оказывается, что максимумы сечения около 180° (обратные максимумы сечения) наблюдаются во многих реакциях со сложными частицами, но наиболее характерны обратные максимумы для реакций с α -частицами на легких ядрах. Рассматриваются различные характеристики обратных максимумов и их зависимость от типа реакции, энергии частиц, структуры ядер и их массового числа. Обсуждаются возможные физические причины появления обратных максимумов сечения и способы их описания. Подробно анализируется возможность объяснения обратных максимумов сечения обменными процессами, связанными с развалом ядра-мишени.

The experimental data on the behaviour of the cross sections for the nuclear reactions $A(x, y)B$ involving the light nuclei in the range of backward angles at projectile energies ≥ 15 Mev are reviewed. It is shown that the cross sectional maxima near 180° (backward angle peaks) are observed in many reactions involving composite particles, but the most typical backward peaks are observed in reactions with α -particles on the light nuclei. The different characteristics of the backward peaks are examined, as well as their dependence on the reaction type, particle energy, nuclear structure and mass number. Possible reasons giving rise to backward peaks and methods of their description are discussed. One possibility is analysed in detail; namely, that the backward angle peaks are caused by exchange processes associated with the breakup of the target nucleus.

ВВЕДЕНИЕ

Существующие экспериментальные данные об угловых распределениях продуктов ядерных реакций показывают, что для многих реакций в широком интервале энергий бомбардирующих частиц наблюдается подъем дифференциального сечения в области углов близких к 180° . Этот обратный максимум сечения (ОМС) часто называют аномальным, поскольку он оказывается неожидан-

но большим с точки зрения традиционных методов описания ядерных реакций.

За последние годы заметно повысился интерес к исследованию ОМС. Это связано с надеждой, что его изучение позволит получить новую ценную информацию о роли различных механизмов протекания ядерных реакций и о специфических по своей структуре состояниях ядер (например, о квазимолекулярных состояниях). Основные усилия экспериментаторов и теоретиков были направлены на получение данных и объяснение эффекта ОМС в упругом рассеянии разных частиц и ядер, причем самая многочисленная часть работ относится к упругому рассеянию α -частиц, где этот эффект проявляется наиболее ярко. В то же время, чтобы полно и правильно интерпретировать ОМС и получить на этой основе надежную информацию о механизмах реакций и структуре ядра, необходимы совместные исследования различных каналов реакций как упругого, так и неупругих. К сожалению, экспериментальных данных о поведении сечения реакций в области больших углов пока еще немного, так как во многих работах измерения проводились только в передней полусфере.

В настоящем обзоре рассматривается современное состояние вопроса об ОМС в ядерных реакциях, причем не проводится подробный анализ данных об упругом рассеянии, потому что аномальному рассеянию назад посвящен ряд обзорных статей [1, 2]. Цель данного обзора — с одной стороны, обобщение существующих экспериментальных данных об ОМС и возможных способов объяснения этого эффекта, и, с другой — привлечение внимания и экспериментаторов, и теоретиков к более детальному исследованию эффекта ОМС во всех его аспектах.

Прежде всего следует подчеркнуть, что об эффекте аномального подъема сечения назад можно говорить только в той области энергий, в которой вклад механизма образования компаунд-ядра невелик. Если вклад этого механизма значителен, то ОМС можно описать или в рамках статистической теории Хаузера-Фешбаха, или на основе статистических флуктуаций эриксоновского типа. Кроме того, при подбарьерных энергиях кулоновское взаимодействие между частицей и ядром также приводит к некоторому росту сечения назад. Поэтому, как правило, в обзоре будут рассматриваться реакции при таких энергиях падающих частиц, при которых число каналов распада составного ядра достаточно велико, и эффекты, связанные с образованием составного ядра, существенного значения не имеют. Для реакций с α -частицами на легких ядрах это соответствует энергии α -частиц больше примерно 15 Мэв.

1. ОБЗОР ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Зависимость ОМС от типа реакций. Первый вопрос, на который следует дать ответ, — в каких реакциях наблюдается эффект аномального поведения сечения в области больших углов? Анализ существующих экспериментальных данных позволяет ответить на него следующим образом.

Наиболее четко этот эффект проявляется в реакциях с участием α -частиц на легких ядрах, на более тяжелых ядрах он существенно меньше. В реакциях дейтонного срыва подъем сечения в области больших углов встречается редко и его величина мала по сравнению с максимумом сечения в передней полусфере (см., например, работу [3]). В реакциях с участием ядер трития и ^3He ОМС наблюдается не всегда, но чаще, чем в реакциях дейтонного срыва, и величина его заметно больше. Угловые распределения, полученные для нескольких реакций на ядре ^{12}C с передачей двух нуклонов и образованием конечных ядер ^{14}C и ^{14}N в основном состоянии, приведены на рис. 1. Экспериментальные результаты выбраны из работ [4—6] при таких энергиях бомбардирующих частиц, чтобы энергии возбуждения составных ядер, а также значения переданного импульса в области больших углов были по возможности близкими. Как видно из рисунка, угловое распределение протонов из (t, p) -реакции имеет вид, характерный для процесса срыва, без заметного увеличения сечения при 180° . В $(^3\text{He}, p)$ -реакции имеется пик сечения примерно при 140° , значительно меньший, чем максимум при малых углах. В (α, d) -реакции наблюдается ярко выраженный ОМС, превышающий максимум вперед.

Что касается реакций, в которых участвуют частицы более тяжелые, чем α -частицы (ядра лития, тяжелые ионы), то в них

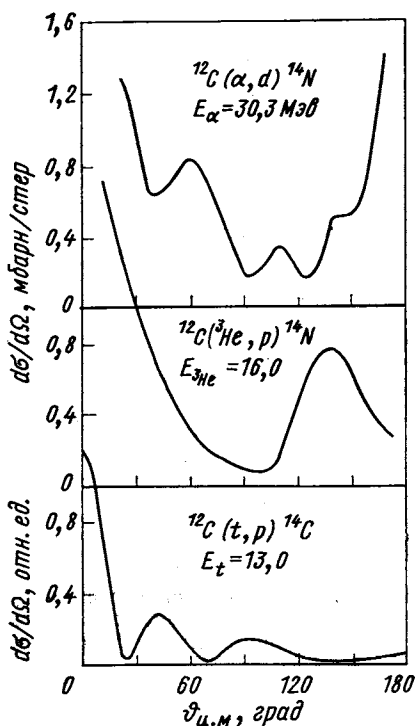


Рис. 1. Угловые распределения частиц из реакций на ^{12}C с передачей двух нуклонов и образованием конечных ядер ^{14}N и ^{14}C в основном состоянии [4—6]

ОМС также наблюдается, но его значение меньше, чем в реакциях с α -частицами (последнее замечание не относится к тем случаям, когда взаимодействуют близкие по массе ядра, так как при этом вопрос о том, какие углы являются большими, зависит от того, какое из ядер ускоряется, а какое служит мишенью). Однако

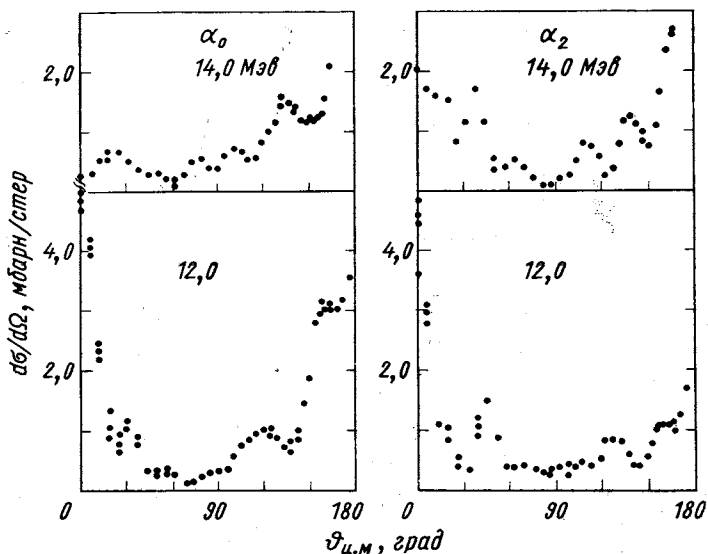


Рис. 2. Угловые распределения двух групп α -частиц из $^{12}\text{C}(^6\text{Li}, \alpha)^{14}\text{N}$, реакции, соответствующих основному и второму возбужденному ($3,945 \text{ Мэв}$) состояниям ядра ^{14}N при различных энергиях ионов лития [7]

этот вывод следует из небольшого экспериментального материала, поскольку работ с ядрами лития и тяжелыми ионами, в которых выполнены измерения угловых распределений до достаточно больших углов, пока еще мало. В качестве примера на рис. 2 приведены угловые распределения для двух групп α -частиц из $^{12}\text{C}(^6\text{Li}, \alpha)^{14}\text{N}$ реакции при энергии ионов лития 12 и 14 Мэв [7]; соответствующие энергии α -частиц для обратной реакции 21,6 и 23,3 Мэв . При усреднении по интервалу энергий 9—14 Мэв угловое распределение частиц из этой реакции становится почти симметричным относительно 90° . На рис. 3 показаны экспериментальные данные, полученные в работе [8], для $(^{16}\text{O}, ^{15}\text{N})$ реакции на ядре ^{11}B при энергии ионов ^{16}O 27 и 35 Мэв .

Поскольку наибольшее количество существующих экспериментальных данных о поведении сечений в области задних углов отно-

сится к реакциям с участием α -частиц, т. е. к реакциям, в которых ОМС проявляется наиболее ярко, мы в дальнейшем ограничимся, в основном, именно такими реакциями.

ОМС в реакциях с α -частицами.

Сделаем краткий обзор имеющихся в литературе экспериментальных данных об угловых распределениях в реакциях с α -частицами, измеренных до достаточно больших углов ($> 150^\circ$), причем, как уже было отмечено выше, ограничимся энергиями α -частиц $E_\alpha \cong 15$ Мэв и соответствующими энергиями других частиц, если речь идет об обратных реакциях.

(α, p)-Реакция в широком интервале углов исследована на многих ядрах $1p$ -оболочки: ${}^6, {}^7\text{Li}$, ${}^{10}, {}^{11}\text{B}$, ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{14}\text{N}$ [9—17], на некоторых ядрах $1d - 2s$ -оболочки: ${}^{19}\text{F}$, ${}^{23}\text{Na}$, ${}^{24}\text{Mg}$, ${}^{27}\text{Al}$, ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{31}\text{P}$, ${}^{32}\text{S}$ и ${}^{40}\text{Ca}$ [14, 18—20] и на отдельных более тяжелых ядрах: ${}^{45}\text{Sc}$, ${}^{55}\text{Mn}$, ${}^{56}\text{Fe}$ и ${}^{59}\text{Co}$ [14]. В некоторых работах изучалась обратная (p, α)-реакция. Измерения угловых распределений до больших углов выполнены на ядрах ${}^9\text{Be}$, ${}^{11}\text{B}$, ${}^{12}, {}^{13}, {}^{14}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$, ${}^{16}, {}^{18}\text{O}$, ${}^{19}\text{F}$, ${}^{26}\text{Mg}$, ${}^{27}\text{Al}$, ${}^{31}\text{P}$, ${}^{37}\text{Cl}$ [21—32]. В большинстве перечисленных работ исследованы угловые распределения нескольких образующихся в реакции групп частиц, соответствующих конечным ядрам не только в основных, но и в возбужденных состояниях. Полученные экспериментальные распределения показывают, что на всех исследованных ядрах $1p$ -оболочки наблюдается сильный ОМС, превышающий в отдельных случаях максимум вперед. В (p, α)-реакциях на ядрах ${}^9\text{Be}$, ${}^{11}\text{B}$ и ${}^{12}\text{C}$ [23, 25] заметные ОМС наблюдаются до $E_p \cong 40$ Мэв. ОМС сохраняется и в реакциях на ядрах начала $1d - 2s$ -оболочки (например, ${}^{19}\text{F}$ и ${}^{23}\text{Na}$), но с дальнейшим ростом A ядра мишени относительная величина ОМС становится все меньше.

Данных о сечении (α, n)- и (n, α)-реакций в области больших углов очень мало. Надежные измерения выполнены только для реакции ${}^9\text{Be} (n, \alpha) {}^6\text{He}$ при $E_n = 14$ Мэв [33] и для (α, n)-реакции на ядрах ${}^9\text{Be}$ и ${}^{13}\text{C}$ в интервале энергий α -частиц от 14 до 23 Мэв [34]. В первой и третьей из этих реакций наблюдались большие

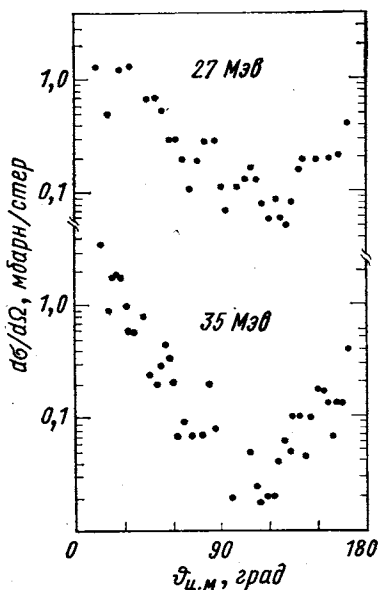


Рис. 3. Угловые распределения ионов ${}^{15}\text{N}$ из реакции ${}^{11}\text{B} ({}^{16}\text{O}, {}^{15}\text{N}) {}^{12}\text{C}$ при различных энергиях ионов ${}^{16}\text{O}$ [8].

ОМС, а в (α, n) -реакции на ядре ${}^9\text{Be}$ ОМС проявляется только при некоторых значениях энергии.

(α, d) -Реакция исследована практически только на ядрах $1p$ -оболочки: ${}^6, {}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}, {}^{11}\text{B}$, ${}^{12}, {}^{13}\text{C}$ и ${}^{14}\text{N}$ [40, 35—41]. Для ядер $1d$ — $2s$ -оболочки угловые распределения дейтронов из этой реакции получены для трех ядер (${}^{23}\text{Na}$, ${}^{27}\text{Al}$ и ${}^{31}\text{P}$) при $E_\alpha = 18,7 \text{ Мэв}$ [42—44]. Обратная (d, α) -реакция изучена на значительно большем числе ядер, в том числе на многих ядрах $1p$ -оболочки: ${}^6\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}, {}^{11}\text{B}$, ${}^{12}, {}^{13}\text{C}$, ${}^{14}, {}^{15}\text{N}$ и ${}^{16}\text{O}$ [4, 41, 45—57], и $1d$ — $2s$ -оболочки: ${}^{18}\text{O}$, ${}^{19}\text{F}$, ${}^{20}, {}^{22}\text{Ne}$, ${}^{23}\text{Na}$, ${}^{24}, {}^{25}\text{Mg}$, ${}^{27}\text{Al}$, ${}^{28}, {}^{29}, {}^{30}\text{Si}$, ${}^{31}\text{P}$, ${}^{32}\text{S}$, ${}^{40}\text{Ar}$, ${}^{39}\text{K}$ и ${}^{40}\text{Ca}$ [4, 53, 55, 58—66]. До наибольших значений энергии исследованы реакции ${}^{12}\text{C}(\alpha, d){}^{14}\text{N}$ ($E_\alpha = 41,7 \text{ Мэв}$ [41]) и ${}^{19}\text{F}(d, \alpha){}^{17}\text{O}$ ($E_d = 20,9 \text{ Мэв}$ [56]), что соответствует энергии α -частиц для обратной реакции $35,8 \text{ Мэв}$). Экспериментальные данные показывают, что в (α, d) -реакции, так же как и в (α, p) -реакции, ОМС наиболее выражен в области ядер $1p$ -оболочки. ОМС наблюдается и в реакциях на ядрах начала $1d$ — $2s$ -оболочки (например, на ${}^{17}\text{O}$ при $E_\alpha = 18,6 \text{ Мэв}$ [52], на ${}^{23}\text{Na}$ при $E_\alpha = 18,7$ и $21,3 \text{ Мэв}$ [42, 53]). Для более тяжелых ядер этой оболочки увеличение сечения назад обнаружено лишь в отдельных случаях, как правило, при энергии α -частиц меньше 15 Мэв , причем угловые распределения часто имеют форму, симметричную относительно 90° (см., например, работы [64, 65]). Для ядер тяжелее кальция при углах больше 150° данных практически нет, а имеющиеся угловые распределения указывают на быстрое уменьшение сечения с ростом угла [67]. Интересно отметить, что в ${}^{10}\text{B}(\alpha, d){}^{12}\text{C}$ реакции ОМС наблюдается во всем исследованном интервале энергий от 3 до 25 Мэв , причем амплитуда ОМС относительно максимума под малыми углами уменьшается с ростом энергии примерно в пять раз.

Данных о поведении сечения при больших углах в (α, t) -реакции немного. В области ядер $1p$ -оболочки измерения выполнены для ядер мишени ${}^7\text{Li}$, ${}^{11}\text{B}$, ${}^{13}\text{C}$ [10, 68]. Для более тяжелых ядер проведены измерения угловых распределений при одном или двух значениях энергии α -частиц на мишенях ${}^{19}\text{F}$, ${}^{27}\text{Al}$, ${}^{51}\text{V}$ и ${}^{59}\text{Co}$ [69, 70]. Обратная (t, α) -реакция исследовалась при энергии тритонов около 10 Мэв на ядрах ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{40}\text{Ca}$, ${}^{144}\text{Sm}$, ${}^{208}\text{Pb}$ и ${}^{209}\text{Bi}$ [71—77]. В этих реакциях ОМС, сравнимые с передними максимумами, наблюдаются только для ядер $1p$ -оболочки. При переходе в $1d$ — $2s$ -оболочку сечение на больших углах становится на один-два порядка меньше сечения на малых углах.

Что касается реакций, в которых участвуют α -частицы и ионы ${}^3\text{He}$, то измерения в интересующей нас области углов были выполнены только для $({}^3\text{He}, \alpha)$ -реакции. Она была исследована на ядрах ${}^7\text{Li}$, ${}^{10}\text{B}$, ${}^{12}, {}^{13}, {}^{14}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{24}, {}^{26}\text{Mg}$, ${}^{28}, {}^{30}\text{Si}$, ${}^{30}, {}^{32}\text{S}$ и ${}^{58}\text{Ni}$ [78—89]. Результаты измерений угловых распределений позволяют сделать

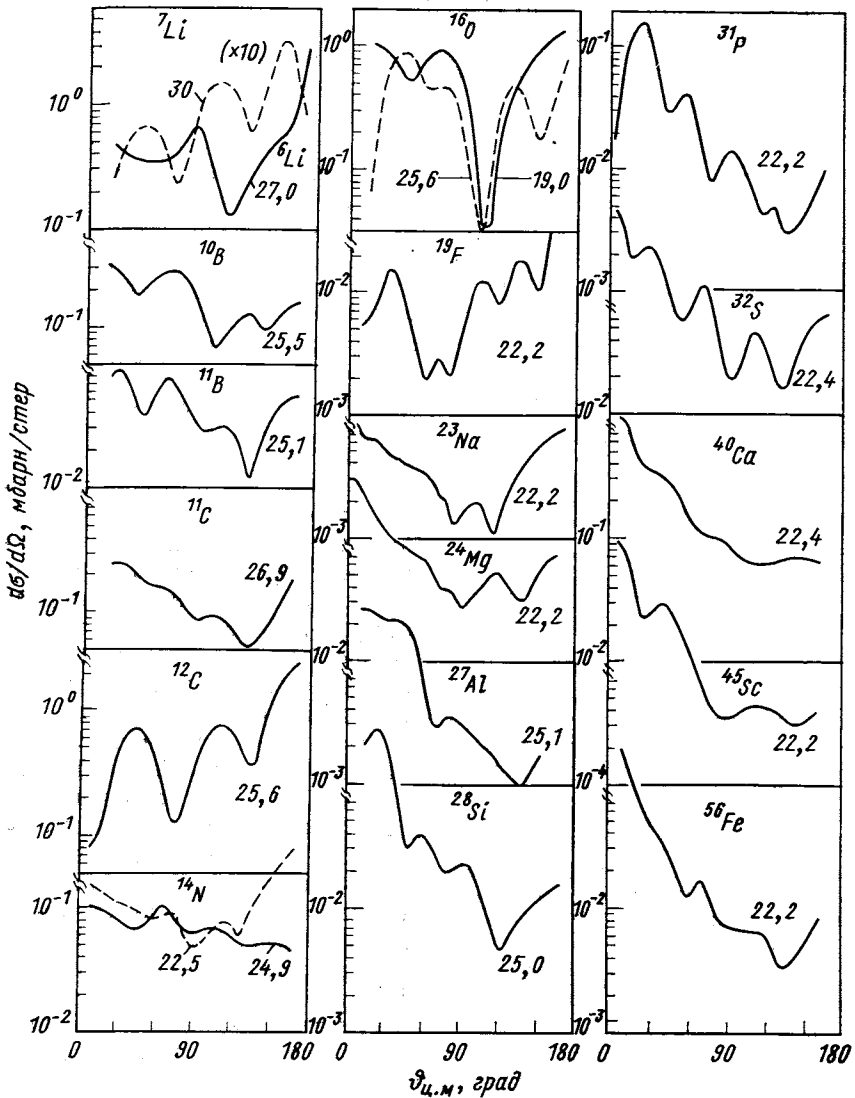


Рис. 4. Угловые распределения протонов из (α, p) -реакции с образованием конечных ядер в основном состоянии:

указаны значения энергии α -частиц в Мэв; данные взяты из работ: ${}^6\text{Li}$ [21], ${}^7\text{Li}$ [10], ${}^{10}\text{B}$ [11], ${}^{11}\text{B}$ [12], ${}^{11}\text{C}$ [28], ${}^{12}\text{C}$ [13], ${}^{14}\text{N}$ [17], ${}^{16}\text{O}$ [29, 30], ${}^{19}\text{F}$ [18], ${}^{27}\text{Al}$ [19], ${}^{28}\text{Si}$ [20], ${}^{23}\text{Na}$, ${}^{24}\text{Mg}$, ${}^{31}\text{P}$, ${}^{32}\text{S}$, ${}^{40}\text{Ca}$, ${}^{45}\text{Sc}$, ${}^{56}\text{Fe}$ [14]

вывод о том, что и в этой реакции ОМС с большой амплитудой характерны только для ядер 1р-оболочки, а при переходе в следующую оболочку они становятся относительно малыми.

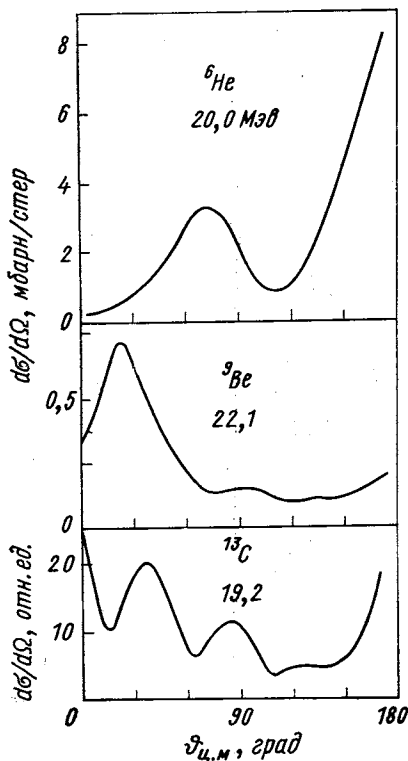


Рис. 5. Угловые распределения нейтронов из (α, n) -реакций с образованием конечных ядер в основном состоянии.

Данные взяты из работ ^6He [33], ^9Be , ^{13}C [34]. Указаны значения энергий падающих α -частиц

^{17}O [59]. Видно, что ОМС проявляются для всех исследованных переходов, хотя угловое положение обратных максимумов и их амплитуда по сравнению с первыми максимумами различны.

Некоторое представление о зависимости ОМС от массы ядра мишени можно получить из рис. 10, на котором для реакций

Иллюстрацией к сказанному выше могут служить экспериментальные результаты (рис. 4—8). На этих рисунках собраны угловые распределения частиц из (α, p) -, (α, n) -, (α, d) -, (α, t) - и $(\alpha, ^3\text{He})$ -реакций (или из обратных реакций *) с образованием конечных ядер в основном состоянии. Около трети этих результатов получены в НИИ ядерной физики МГУ, остальные взяты из различных работ, причем никакого отбора по форме угловых распределений не проводилось, а использовались данные при энергии α -частиц около 25 Мэв или при энергии наиболее близкой к этому значению (для некоторых реакций приведенные распределения — единственные).

Как уже отмечалось, ОМС наблюдаются не только для основных, но и для возбужденных состояний конечных ядер, во всяком случае при энергиях возбуждения в пределах нескольких Мэв. В качестве примера на рис. 9 показаны угловые распределения α -частиц из $^{19}\text{F}(d, \alpha)^{17}\text{O}$ -реакции для пяти энергетических состояний ядра

* Здесь и далее, если речь идет о переходах в основное состояние конечного ядра, обратные (y, α) -реакции для единообразия будут представляться в виде (α, y) с указанием соответствующей энергии α -частицы

с вылетом p , d , t и ${}^3\text{He}$ приведены полученные из экспериментальных данных сечения, проинтегрированные по области ОМС от 130 до 170° (интегральная интенсивность ОМС)* и по интервалу

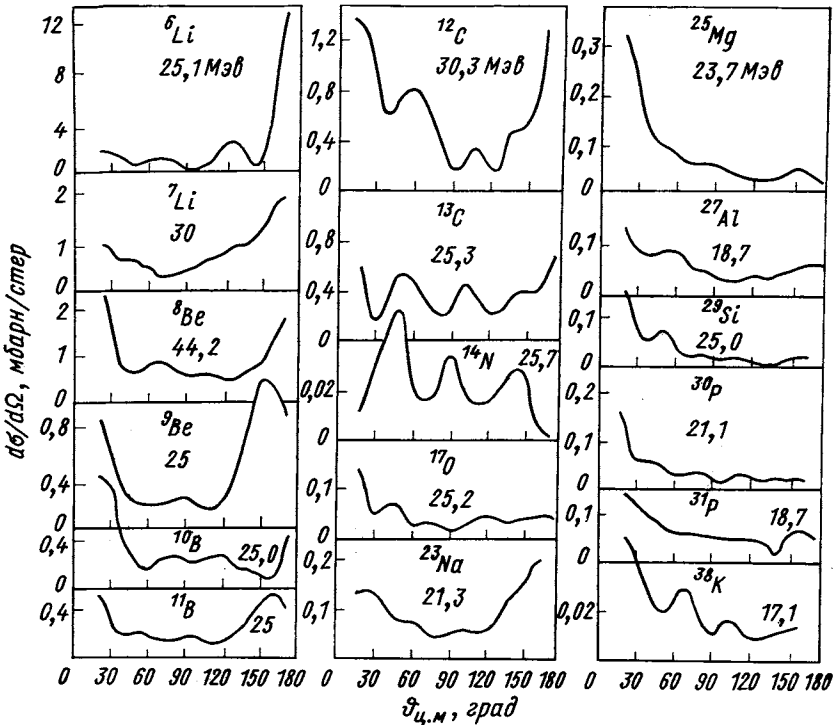


Рис. 6. Угловые распределения дейтронов из (α, d) -реакций с образованием конечных ядер в основном состоянии.

Данные взяты из работ: ${}^6\text{Li}$ [35], ${}^7\text{Li}$ [10], ${}^8\text{Be}$ [57], ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}$, ${}^{11}\text{B}$ [38], ${}^{12}\text{C}$ [4], ${}^{13}\text{C}$ [40], ${}^{14}\text{N}$ [51], ${}^{17}\text{O}$ [52], ${}^{23}\text{Na}$ [53], ${}^{25}\text{Mg}$ [63], ${}^{27}\text{Al}$ [43], ${}^{29}\text{Si}$, ${}^{30}\text{P}$ [60], ${}^{31}\text{P}$ [44], ${}^{38}\text{K}$ [66].
Указаны значения энергий падающих α -частиц

углов от 10 до 90° . Результаты, показанные на рисунке, относятся к основным состояниям конечных ядер, но качественный характер зависимостей сохраняется и для возбужденных состояний. Из рис. 10 следует, что интегральная интенсивность ОМС, так же как и интегральное сечение в переднюю полусферу, в среднем уменьшается с ростом A . Это уменьшение происходит тем быстрее, чем больше масса вылетающей частицы. Следует также отметить, что вклад интегральной интенсивности ОМС в общее интегральное

* Таким способом величину ОМС можно оценить только качественно, поскольку существенный вклад в интеграл вносит изотропная часть угловых распределений.

сечение реакции в (α, t) - и $(\alpha, {}^3\text{He})$ -реакциях быстро уменьшается с ростом A , начиная с $1d$ — $2s$ -оболочки. Из рис. 10 также видно,

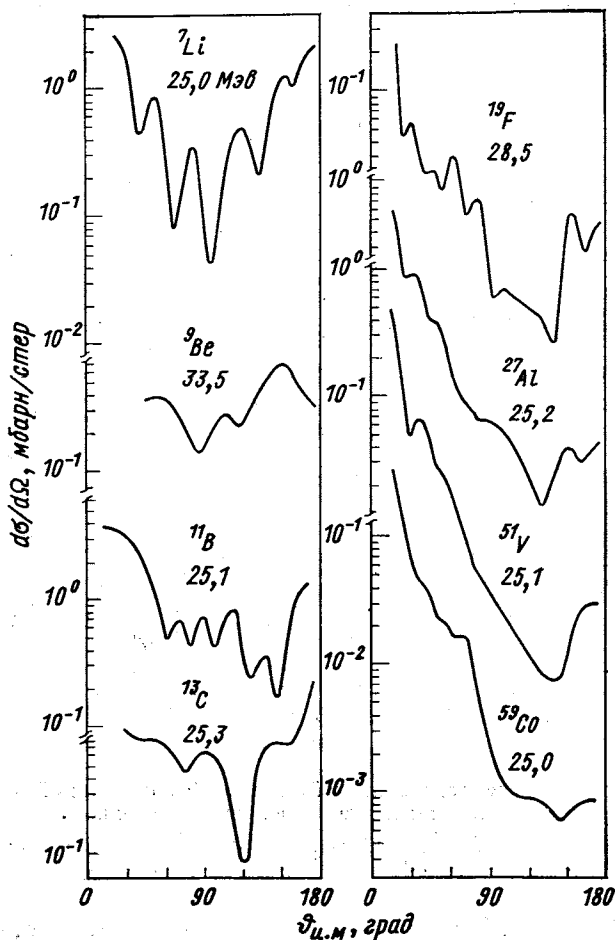


Рис. 7. Угловые распределения тритонов из (α, t) -реакций с образованием конечных ядер в основном состоянии.

Данные взяты из работ: ${}^7\text{Li}$, ${}^{11}\text{B}$, ${}^{13}\text{C}$ [68], ${}^9\text{Be}$ [71], ${}^{19}\text{F}$ [69], ${}^{27}\text{Al}$, ${}^{51}\text{V}$, ${}^{59}\text{Co}$ [70]. Указаны значения энергий падающих α -частиц

что зависимость от A как интегральной интенсивности ОМС, так и интегрального сечения в переднюю полусферу носит немонотонный характер. Не-видимому, это связано с тем, что структура легких ядер обладает ярко выраженной индивидуальностью.

Таким образом, в угловых распределениях практически всех реакций с участием α -частиц на ядрах 1р-оболочки, а для (α, p) -

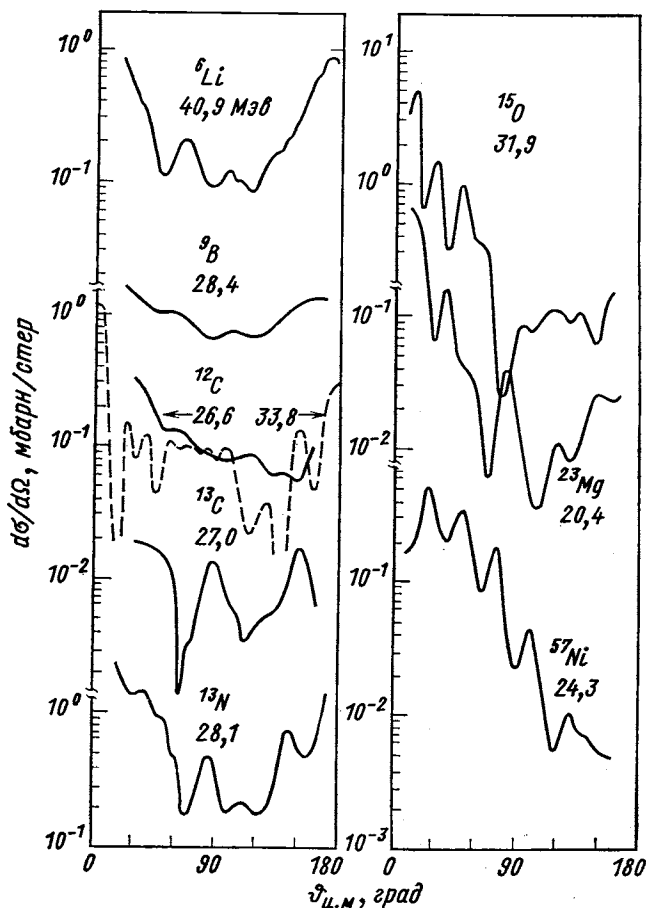


Рис. 8. Угловые распределения ионов ${}^3\text{He}$ из $(\alpha, {}^3\text{He})$ -реакций с образованием конечных ядер в основном состоянии.

Данные взяты из работ: ${}^6\text{Li}$ [78], ${}^9\text{B}$ [79], ${}^{12}\text{C}$ [82, 83], ${}^{13}\text{C}$ [84], ${}^{13}\text{N}$ [85], ${}^{15}\text{O}$ [81], ${}^{23}\text{Mg}$ [87], ${}^{57}\text{Ni}$ [89]. Указаны значения энергий падающих α -частиц

и (α, d) -реакций и на ядрах начала 1d — 2s-оболочки наблюдаются ОМС, сравнимые с максимумами в передней полусфере. Как правило, максимумы находятся при 180° , но в отдельных случаях они наблюдаются и при меньших углах (140 — 160°). Для

ядер мишени с массовым числом больше 20—25 ОМС, хотя и проявляется в ряде реакций, но его значение становится существенно меньше максимума в области малых углов. Уменьшение ОМС

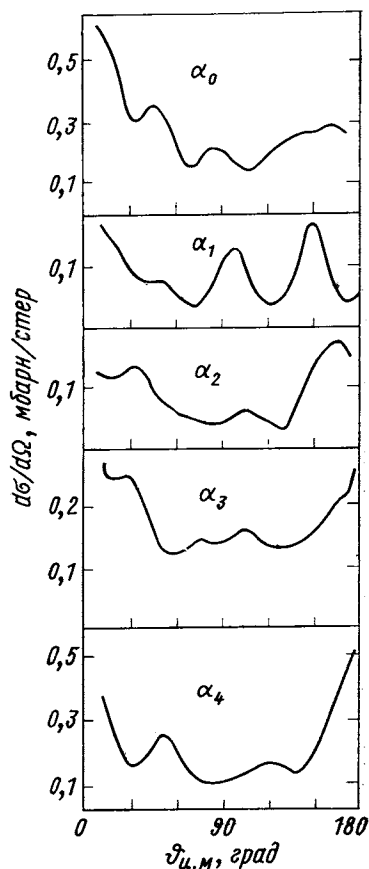


Рис. 9. Угловые распределения α -частиц из $^{19}\text{F}(d, \alpha)^{17}\text{O}$ -реакции при $E_d = 9,2 \text{ Мэв}$ для пяти состояний ядра ^{17}O с энергией возбуждения от 0 до $4,55 \text{ Мэв}$ [59]

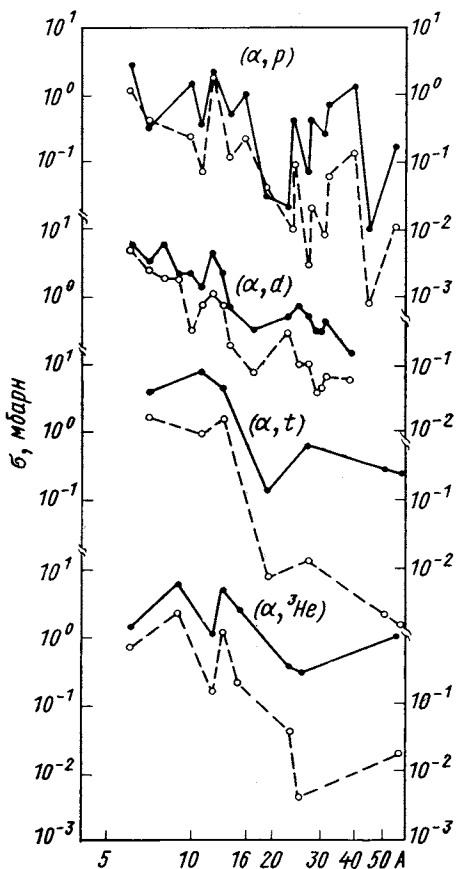


Рис. 10. Зависимость сечений (α, p) -, (α, d) -, (α, t) - и $(\alpha, {}^3\text{He})$ -реакций, проинтегрированных в интервалах углов 10 — 90° (— · — · —) и 130 — 170° (—○—○—), от A ядра мишени

с ростом A наиболее быстро происходит в реакциях с вылетом t и ${}^3\text{He}$, медленнее в реакциях с образованием d и еще медленнее — с вылетом p . Абсолютные значения ОМС заметно изменяются от ядра к ядру, в том числе на изотопах одного элемента. Однако явной зависимости от структуры ядер обнаружить не удается.

Отдельно следует остановиться на реакциях, в которых ядрами мишени являются изотопы лития. Экспериментальные угловые распределения для различных реакций и упругого рассеяния

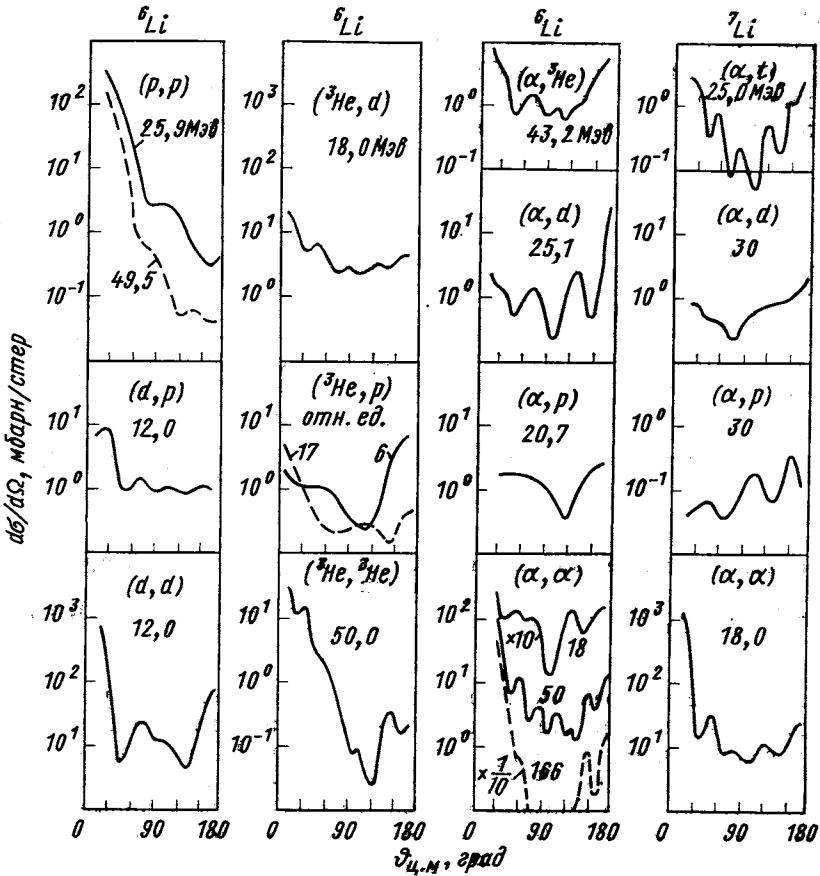


Рис. 11. Угловые распределения для различных реакций на изотопах лития с образованием конечных ядер в основном состоянии [10, 22, 35, 68, 78, 90—97].

Цифры показывают энергии падающих частиц в Мэв

p -, d -, ${}^3\text{He}$ - и α -частиц на ядре ${}^6\text{Li}$ и для реакций с участием α -частиц на ядре ${}^7\text{Li}$ даны на рис. 11. Из всех приведенных распределений только при упругом рассеянии протонов и в (d, p) -реакции не наблюдается заметных ОМС, а во всех остальных реакциях такие максимумы видны, причем наиболее четко они проявляются в реакциях с α -частицами. Можно констатировать, что в реакциях

на ядрах лития ОМС имеют наибольшее значение, наблюдаются для более широкого круга реакций и в большем интервале энергий, чем на других, более тяжелых ядрах.

Зависимость ОМС от энергии. Вопрос о зависимости ОМС от энергии бомбардирующих частиц E фактически распадается на две части. Первая из них — как в среднем изменяется форма угловых распределений в области больших углов при существенном изменении энергии и что при этом происходит с ОМС. Экспериментальные данные позволяют сделать вывод, что ОМС является

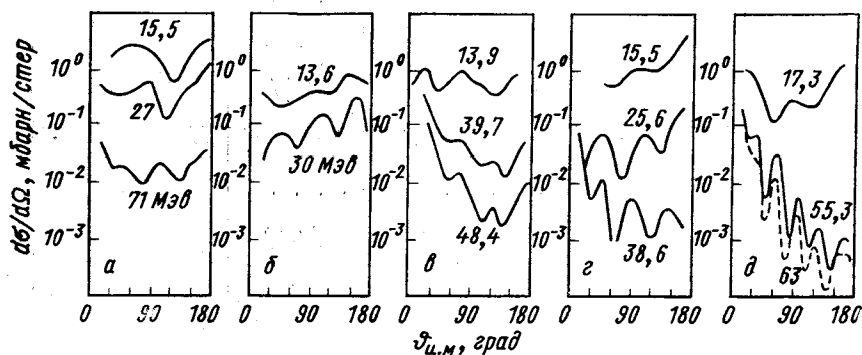


Рис. 12. Энергетическая зависимость угловых распределений протонов из реакций:

а — ${}^6\text{Li}(\alpha, p){}^9\text{Be}$ [21—23]; б — ${}^7\text{Li}(\alpha, p){}^{10}\text{Be}$ [10, 99]; в — ${}^9\text{B}(\alpha, p){}^{12}\text{C}$ [21, 25, 100]; г — ${}^{12}\text{C}(\alpha, p){}^{15}\text{N}$ [13, 15, 98]; д — ${}^{16}\text{O}(\alpha, p){}^{19}\text{F}$ [25, 29, 100]

«устойчивым» эффектом по отношению к изменению энергии и наблюдается не при отдельных значениях энергии, а в широком интервале энергий, например в ${}^{12}\text{C}(\alpha, p){}^{15}\text{N}$ -реакции — от 15 до 30 Мэв [13, 98], в ${}^{10}\text{B}(\alpha, d){}^{12}\text{C}$ -реакции — от 3 до 25 Мэв [38, 39] и т. д. В качестве примера на рис. 12 приведены угловые распределения протонов из (α, p) -реакции на нескольких легких ядрах при различных энергиях. В ${}^6\text{Li}(\alpha, p){}^9\text{Be}$ -реакции форма углового распределения качественно не меняется от 15 до 70 Мэв. Для ядер более тяжелых, чем литий, с ростом энергии ОМС уменьшается существенно быстрее максимума сечения в передней полусфере, так что начиная с энергии около 40 Мэв подъем сечения назад становится небольшим, а иногда вообще трудно говорить о каком-либо выделенном максимуме в области больших углов. Эта закономерность, по-видимому, справедлива и для реакций других типов. Так, в (α, d) -реакции на ядре ${}^{12}\text{C}$ при $E_\alpha = 41,7$ Мэв [41] и на ядре ${}^{17}\text{O}$ при $E_\alpha = 35,8$ Мэв [56] ОМС хотя и наблюдается, но значительно меньше, чем при более низких энергиях [52, 59, 61]. К сожалению, основная масса экспериментальных данных относит-

ся к области $E_\alpha \lesssim 25 \text{ Мэв}$; при более высоких энергиях для большинства реакций измерений нет, а в тех отдельных случаях, когда они есть, результаты получены при одном-двух значениях энергии. Поэтому пока трудно оценить, при каких именно энергиях и насколько быстро «затухает» ОМС в различных реакциях. Относительно ширины ОМС можно сделать лишь общее замечание, что она, по-видимому, несколько уменьшается с ростом энергии.

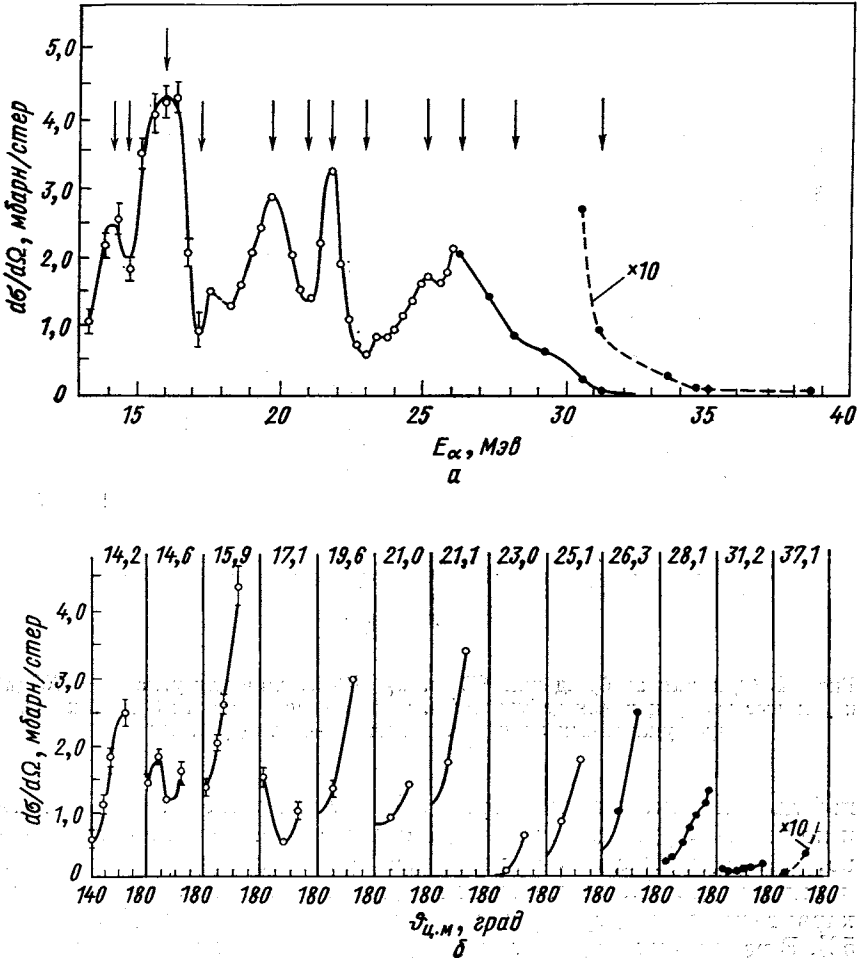


Рис. 13. Функция возбуждения $^{12}\text{C}(\alpha, p)^{15}\text{N}$ -реакции для угла $\theta = 160^\circ$ (а) и угловые распределения протонов (б), измеренные в области больших углов для указанных значений энергии α -частиц [13, 45, 98].

Вторая часть вопроса о зависимости ОМС от энергии заключается в том, как ведут себя функции возбуждения при углах близких к 180° и как меняются величина и форма ОМС при относительно

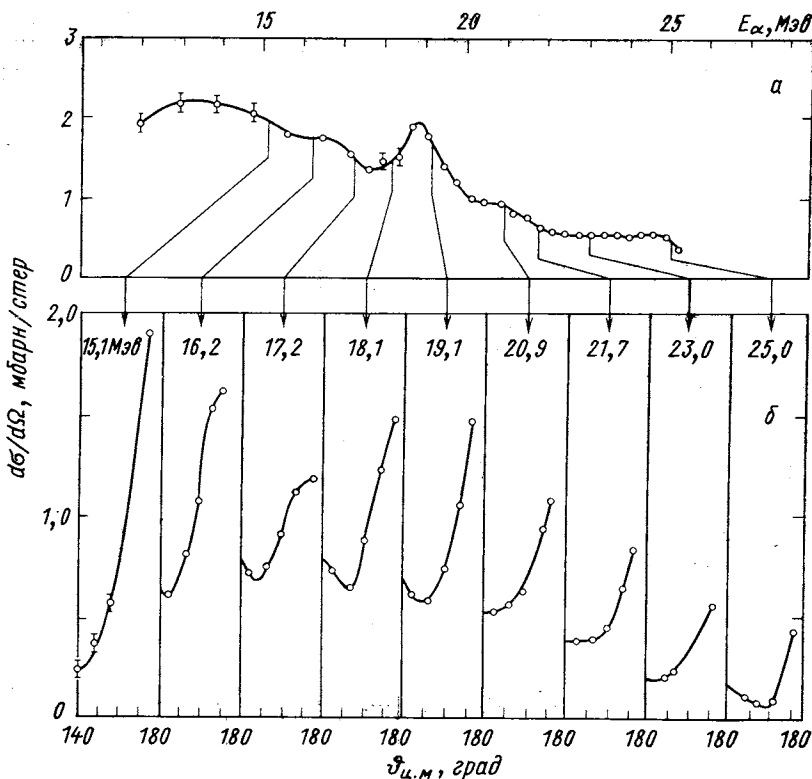


Рис. 14. Функция возбуждения $^{10}\text{B}(\alpha, d)^{12}\text{C}$ -реакции для угла $\theta = 170^\circ$ (a) и угловые распределения дейтронов (б), измеренные в области больших углов для указанных значений энергии α -частиц [38, 48]

небольших изменениях энергии. В большинстве реакций, хотя и не во всех, функции возбуждения ведут себя крайне нерегулярно, в них наблюдаются резонансы различной формы, ширины и амплитуды. Такое поведение функций возбуждения наиболее характерно для ядер середины и конца 1р-оболочки [13, 17, 38, 50]. В реакциях в ядрах лития функции возбуждения оказываются почти гладкими [22, 35, 78]. Ширина резонансов изменяется от сотен кэв до нескольких Мэв. Возможно, что нижняя граница наблюдаемой ширины иногда связана с недостаточной монохрома-

тичностью бомбардирующих частиц, хотя в нескольких работах, выполненных с хорошим энергетическим разрешением [86, 101—103], тонкой структуры не обнаружено. При $E \geq 25 \div 30$ Мэв функции возбуждения более гладкие и ширина резонансов увеличивается, как это, например, имеет место в $^{12}\text{C}(\alpha, p_0)^{15}\text{N}$ -реакции (рис. 13). Сглаживание функций возбуждения при увеличении энергии бомбардирующих частиц отмечалось также в работе [102].

Сравнение угловых распределений, измеренных при различных значениях энергии, показывает, что однозначной связи ОМС с резонансной структурой функций возбуждения, по-видимому, нет. В некоторых случаях, в частности в $^{12}\text{C}(\alpha, p_0)^{15}\text{N}$ - и $^{10}\text{B}(\alpha, d_0)^{12}\text{C}$ -реакциях (см. рис. 13 и 14), сечение при всех исследованных энергиях имеет максимум при 180° , но его значение растет в местах резонансов и падает между ними. Однако, например, в $^{11}\text{B}(\alpha, t_0)^{12}\text{C}$ -реакции ситуация иная. Как видно из рис. 15, в резонансах функции возбуждения максимум сечения находится при 180° , а между резонансами он сдвигается в сторону меньших углов. Из-за недостаточного числа работ, в которых функции возбуждения и угловые распределения измерены в широком диапазоне энергий и углов, надежно установить качественное соответствие между резонансами функций возбуждения, с одной стороны, и амплитудой и положением ОМС, с другой, в настоящее время невозможно.

С точки зрения выяснения природы резонансной структуры функций возбуждения и ее связи с ОМС существует ответ на вопрос о том, насколько характерна такая структура именно для больших углов. В некоторых работах [86, 104, 105] отмечается, что резонансы в функциях возбуждения при рассеянии и в реакциях наиболее четко проявляются при углах близких к 180° и иногда это связывается со специфичными для больших углов механизмами реакций. Однако можно привести примеры как для рассея-

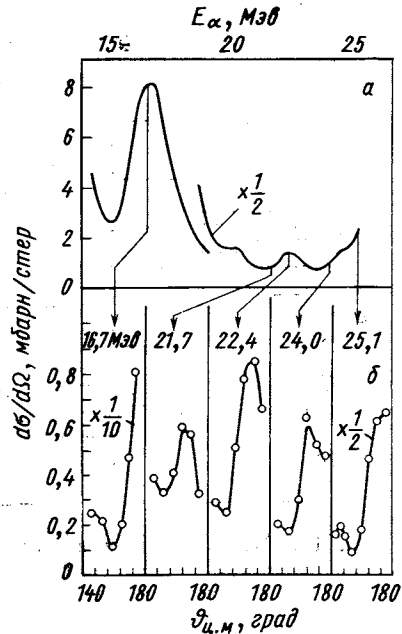


Рис. 15. Функция возбуждения $^{11}\text{B}(\alpha, t_0)^{12}\text{C}$ -реакции для угла $\vartheta = 170^\circ$ (а) и угловые распределения тритонов (б), измеренные в области больших углов для указанных значений энергии α -частиц [68]

ния α -частиц [40, 106], так и для реакций с α -частицами на легких ядрах [13, 17, 40], которые показывают, что амплитуда, частота и ширина максимумов в функциях возбуждения, измеренных при разных углах, сколько-нибудь заметно друг от друга не отличаются, хотя подробных исследований на эту тему не проводилось.

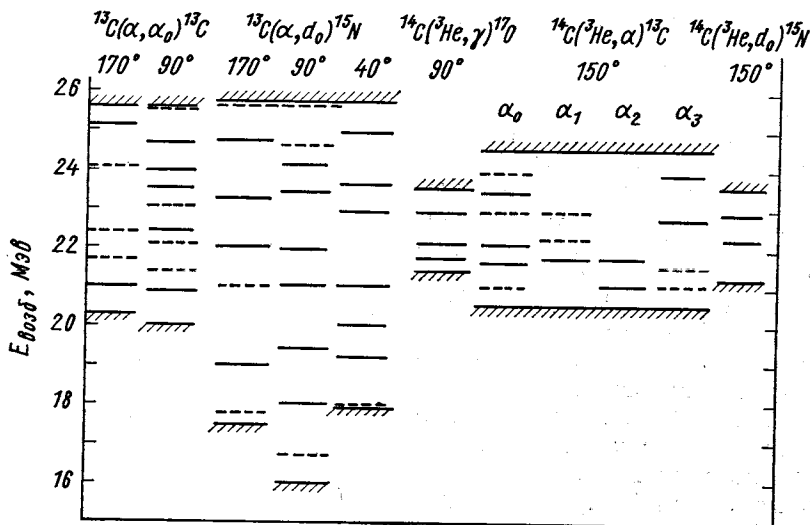


Рис. 16. Схема положения максимумов в функциях возбуждения реакций с промежуточным ядром ^{17}O [40, 101, 109]: пунктиром указаны максимумы, проявляющиеся слабо

Таким образом, поставленный выше вопрос пока остается открытым. Это же относится и к вопросу о том, существует ли корреляция между положением резонансов в функциях возбуждения для различных каналов реакций. В некоторых работах [101, 107, 108] отмечалось, что такая корреляция наблюдается, однако пока не изучалось, характерна ли корреляция только для больших углов или она наблюдается под всеми углами. В качестве примера корреляции положения резонансов в функциях возбуждения, измеренных при разных углах и для разных каналов реакций, на рис. 16 представлена схема положения максимумов в функциях возбуждения для некоторых реакций, в которых ядро ^{17}O — промежуточное [40, 101, 109]. Из рисунка видно, что многие максимумы проявляются в разных реакциях. В частности, это относится к максимумам, положение которых соответствует состояниям ядра ^{17}O с энергией возбуждения 22 и 23 Мэв.

Сравнение ОМС в реакциях и в упругом рассеянии. Естественно сравнить основные особенности ОМС в реакциях с аномальным

рассеянием назад, которое, как уже отмечалось выше, исследовано значительно более детально. Это, прежде всего, важно для того, чтобы понять, являются ли физические причины появления ОМС в рассеянии и в реакциях общими или в упругом рассеянии многие особенности аномального рассеяния назад определяются процессами, характерными именно для рассеяния.

Прежде всего отметим те основные черты, характеризующие ОМС, которые являются общими для упругого рассеяния и для реакций. Главная из них — то, что ОМС наиболее явно проявляет себя в процессах с участием α -частиц. Отсюда, по-видимому, следует, что появление ОМС тесно связано с уникально плотной «уаковкой» α -частиц, а также с эффектами α -кластерной структуры ядер. В меньшей степени ОМС наблюдаются и в рассеянии, и в реакциях с участием других сложных частиц, например ${}^3\text{He}$. Общим для рассеяния и реакций является уменьшение абсолютной и относительной величины ОМС с ростом массы ядра мишени и с увеличением энергии бомбардирующих частиц.

В то же время некоторые особенности ОМС в упругом рассеянии и в реакциях различаются. В частности, в упругом (и неупругом) рассеянии аномалия в области больших углов наблюдается вплоть до изотопов кальция, тогда как в реакциях ОМС незначителен, начиная примерно с $A = 20 \div 25$. Следует отметить также, что форма и ширина ОМС в ядерных реакциях и в упругом рассеянии заметно различаются. Если угловые распределения упруго рассеянных частиц, как правило, имеют вид правильных осцилляций с шириной последнего (вблизи 180°) максимума менее 20° , то угловые распределения частиц из реакций часто имеют более сложный, иногда нерегулярный характер, ширина ОМС существенно больше и в среднем составляет около 50° (от начала подъема сечения).

Более сложен вопрос о зависимости ОМС от структуры ядер мишени. В упругом рассеянии такая зависимость обнаруживается достаточно четко, наблюдается изотопический эффект и найдены определенные закономерности. В реакциях пока не установлено явной связи между ОМС и структурой участвующих в реакции ядер, однако наиболее вероятно, что причина этого заключается в недостатке экспериментальных данных.

В некоторых реакциях α -частиц с легкими ядрами ОМС не обнаружены. Однако, поскольку в этих случаях измерения до больших углов выполнены лишь при одном значении энергии бомбардирующих частиц, пока нельзя утверждать, что отсутствие ОМС — характерная особенность этих реакций. Возможно, что при других энергиях ОМС существуют.

Итак, имеется достаточно широкий класс реакций, в которых, как показывают многочисленные эксперименты, наблюдается ОМС, который, несомненно, является характерной чертой многих

реакций. Как будет показано в следующем разделе, ОМС нельзя объяснить в рамках обычных, традиционных методов описания ядерных реакций.

2. СПОСОБЫ ОПИСАНИЯ ОМС В РЕАКЦИЯХ

В подавляющем большинстве работ, в которых исследуется ОМС, его пытаются описать или используя метод искаженных волн для того механизма, который считается основным в передней полусфере (обычно срыв или подхват), или привлекая специфические для описания ОМС процессы (срыв тяжелой частицы и замещение нуклонных ассоциаций). Остановимся на этом несколько подробнее.

Процесс срыва (подхвата). Метод искаженных волн (МИВ) с нулевым радиусом взаимодействия [110] для процессов срыва или подхвата, который используется почти во всех работах, хотя и позволяет при соответствующем подборе параметров оптических потенциалов получить подъем сечения в области больших углов, тем не менее не может объяснить ОМС, наблюдающиеся, например, в реакциях с α -частицами на легких ядрах. Это утверждение нельзя понимать буквально. Действительно, используя МИВ, нетрудно получить максимум сечения в направлении «назад» даже в реакциях с α -частицами. Трудность состоит в достижении общего согласия формы расчетного углового распределения с экспериментальным, т. е. одновременного описания и малых, и больших углов. Для нескольких реакций на рис. 17 приведены экспериментальные угловые распределения и вычисленные МИВ для срыва или подхвата. Из рисунка следует, что только для реакции $^{58}\text{Ni}(\alpha, \text{He})^{57}\text{Ni}$ учет искажений в процессе подхвата объясняет незначительный подъем в области больших углов одновременно с поведением сечения в передней полусфере. Для более легких ядер описать ОМС этим способом не удается, даже варьируя в широких пределах параметры оптических потенциалов [111].

Такой результат нетрудно понять. В большинстве работ используется МИВ в приближении нулевого радиуса (ПНР), т. е. предположение о δ -образном характере взаимодействия, ответственного за перестройку частиц. Поскольку ПНР справедливо лишь в случае малых переданных импульсов [110], то в области больших углов, где переданные импульсы заведомо не малы, это приближение перестает быть оправданным и не может претендовать на описание экспериментальных распределений. Отказ от ПНР и учет конечного радиуса взаимодействия не принципиальны, хотя и связаны с существенными вычислительными трудностями. Метод искаженных волн с конечным радиусом взаимодействия (МИВОКОР) [112] применим для любых переданных импульсов,

и поэтому использовать его для анализа угловых распределений продуктов реакций со сложными частицами во всей области углов более правильно, чем применять обычный МИВ.

Пока выполнено очень мало расчетов сечений процесса срыва в широкой области углов с использованием МИВОКОР [113, 114]. Тем не менее на их основе, по-видимому, можно сделать вывод

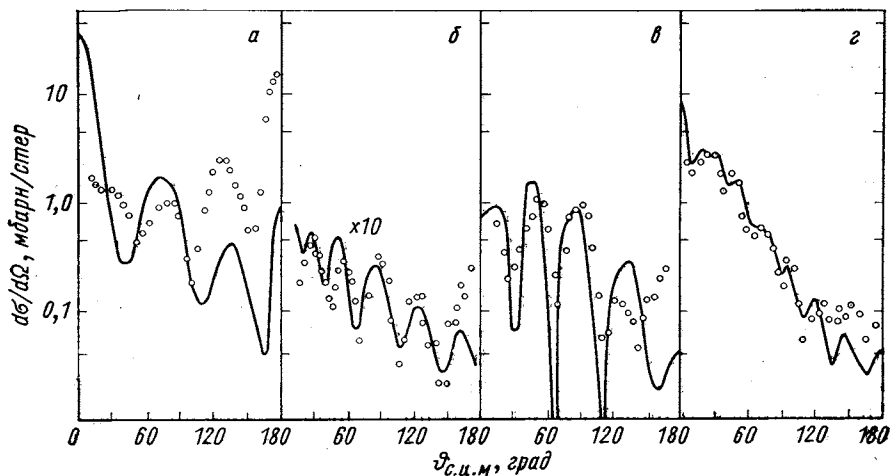


Рис. 17. Сравнение экспериментальных (точки) угловых распределений с теоретическими (сплошные кривые), рассчитанными МИВ в предположении механизма срыва или подхвата:

а — ${}^6\text{Li}(\alpha, d){}^8\text{Be}$, $E_\alpha = 25,1 \text{ Мэв}$ [35]; б — ${}^{19}\text{F}(d, \alpha_1){}^{17}\text{O}$, $E_d = 20,9 \text{ Мэв}$ [56, 102]; в — ${}^{30}\text{Si}({}^3\text{He}, \alpha){}^{28}\text{Si}$, $E_{{}^3\text{He}} = 8 \text{ Мэв}$ [88]; г — ${}^{58}\text{Ni}({}^3\text{He}, \alpha){}^{57}\text{Ni}$, $E_{{}^3\text{He}} = 18 \text{ Мэв}$ [89]

о том, что МИВОКОР существенно не меняет форму угловых распределений в области больших углов по сравнению с обычным МИВ [114] и поэтому нельзя ожидать, что с помощью этого метода удастся описать ОМС. Таким образом, ОМС нельзя объяснить только механизмом срыва, т. е. процессом, в котором начальное ядро рассматривается как сильно поглощающая система, другими словами, как инертный потенциальный остов, не меняющийся в процессе реакции (для механизма подхвата это относится к конечному ядру). Поэтому для объяснения ОМС многие авторы привлекают другие механизмы, в частности, связанные с обменными взаимодействиями частиц, участвующих в реакции.

Процесс срыва тяжелой частицы. Этот процесс (для краткости будем называть его процессом тяжелого срыва), сущность которого заключается в передаче тяжелого кластера от ядра-мишени к падающей частице с образованием конечного ядра, был предложен более двадцати лет назад Оуэном и Мадански [115, 116] именно

для объяснения максимумов сечения в области больших углов. Сечение процесса тяжелого срыва в силу его кинематических особенностей (переданный импульс минимален при наибольших углах) имеет максимальное значение при больших углах. В работах японских физиков [117—119] были получены формулы для расчета угловых распределений тяжелого срыва в приближении плоских волн (ППВ) и с их помощью проанализирован ряд данных на больших углах как для рассеяния, так и для реакций. В работах [120, 121] исследовалась роль интерференции различных состояний промежуточного ядра в процессе тяжелого срыва. Нобл и Коэло [122] ввели для этого процесса качественный учет искажений и использовали более реалистичный вид вершинных функций. Все эти исследования показали, что механизм тяжелого срыва во многих случаях позволяет вполне удовлетворительно описать ОМС даже в ППВ. На рис. 18 для ряда реакций сравниваются угловые распределения, вычисленные для процесса тяжелого срыва, с экспериментальными данными. Видно, что почти во всех случаях, когда наблюдается максимум под углом 180° , расчетные кривые качественно описывают эксперимент в области углов $\theta > 140^\circ$, причем радиусы обрезания, входящие в расчет как варьируемые параметры, не слишком сильно меняются при изменении атомного номера ядра мишени и энергии падающих частиц. Этот вывод сделан на основе расчетов, выполненных в ППВ (сплошные кривые на рис. 18), но он остается в силе и в периферийной модели ядерных реакций [123] (пунктирные кривые [124]).

Однако в некоторых реакциях механизм тяжелого срыва нельзя описать положения максимума даже при больших углах. Это прежде всего относится к случаям, когда максимум «отходит» от 180° и наблюдается при меньших углах. Кроме того, при использовании ППВ для механизма тяжелого срыва не удается правильно воспроизвести относительные величины ОМС для различных ядер мишени, энергий бомбардирующих частиц и состояний остаточных ядер. Оценки показывают [124], что этот вывод остается в силе и при качественном учете искажений плоских волн начальных и конечных частиц (в эйканальном приближении).

В некоторых работах при анализе конкретных экспериментальных данных авторам удалось удовлетворительно описать их во всей области углов, при суммировании сечений процессов срыва (подхвата) и тяжелого срыва (см., например, работу [59, 129]). Однако согласие с экспериментом формы угловых распределений для отдельных реакций без анализа относительных значений сечения (в том числе и в области больших углов) при различных энергиях и для разных ядер создает лишь иллюзию хорошего описания экспериментальных результатов и не может служить достаточным основанием для утверждения, что только эти процессы являются преобладающими.

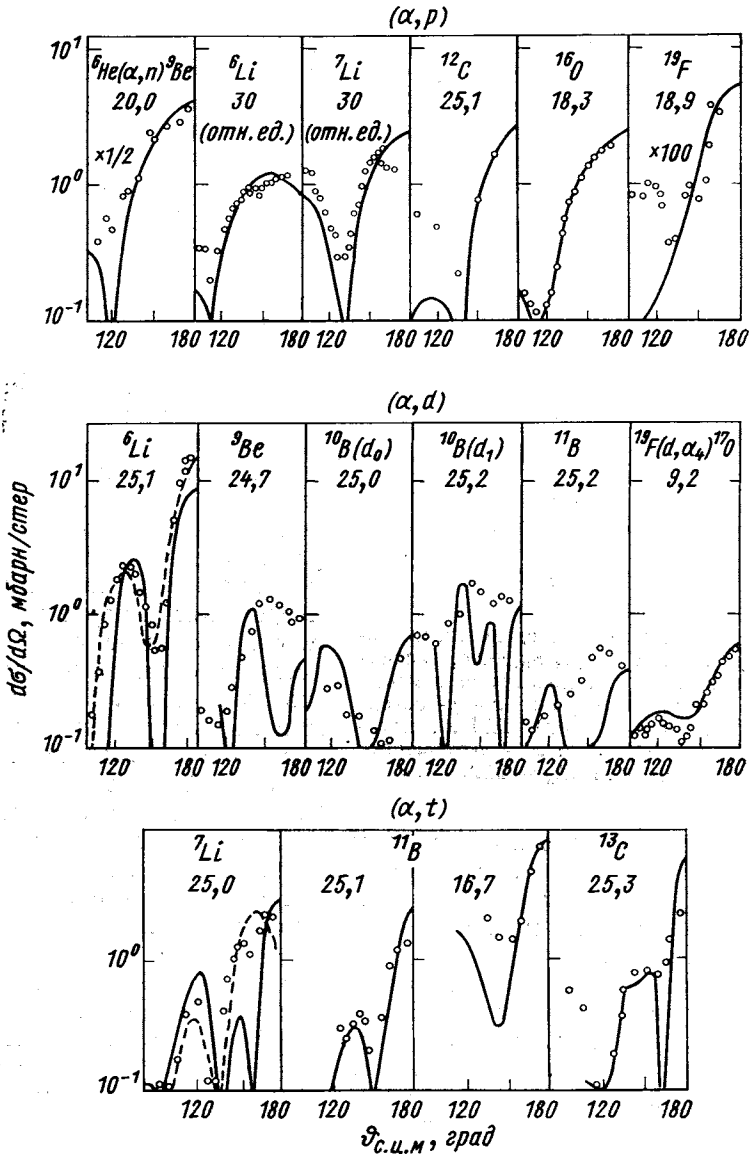


Рис. 18. Сравнение экспериментальных угловых распределений протонов, нейтронов, дейтонов и тритонов в реакциях под действием α-частиц для легких ядер [9, 15, 24, 33, 35, 38, 59, 68, 125—128] с теоретическими, рассчитанными в ППВ для механизма тяжелого срыва (сплошные кривые) [33, 35, 38, 59, 68, 117, 118, 126—129] и в рамках периферийной модели (пунктир) [124]

Замещение нуклонных ассоциаций. Для описания ОМС иногда привлекают еще один механизм, который связан с обменным взаимодействием легких частиц,— механизм замещения кластеров. Возможность проявления этого механизма в ядерных реакциях впервые была отмечена Холмгреном и Волицки [130], которые указали, что сечение реакций с α -частицами на легких ядрах резко возрастает, если структурные особенности ядер «разрешают»

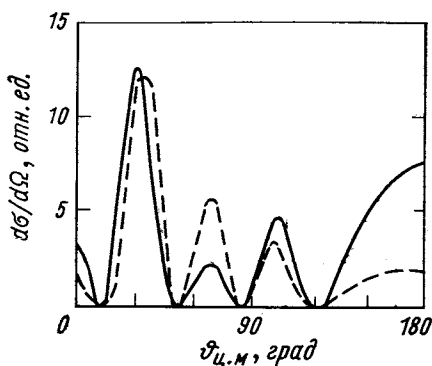


Рис. 19. Угловые распределения протонов из реакции $^{19}\text{F}(\alpha, p)^{22}\text{Ne}$, рассчитанные в ППВ для механизма замещения с учетом анизотропии $x-y$ -рассеяния (сплошная кривая) [132] и в предположении изотропии $x-y$ -рассеяния (пунктир), для $E_\alpha = 22,2 \text{ Мэв}$

замену частицы y в начальном ядре падающей частицей x . Выражение для сечения механизма замещения сначала было получено для рассеяния нуклонов в ППВ в работе [131]. В этой работе показано, что при использовании δ -образного взаимодействия частиц x и y , что соответствует изотропному угловому распределению $x-y$ -рассеяния, механизм замещения приводит к угловому распределению, которое по форме почти совпадает с угловым распределением обычного кластерного срыва. Переданный импульс в этих двух процессах одинаково зависит от угла вылета конечной частицы.

Однако учет угловой анизотропии в амплитуде $x-y$ -рассеяния существенно меняет ситуацию, и в угловом распределении появляется максимум в области больших углов, связанный с взаимодействием частиц x и y . Эта особенность механизма замещения позволяет использовать его для описания ОМС.

Впервые расчет угловых распределений во всей области углов для механизма замещения был выполнен в ППВ Танифуджи [132], который предложил довольно удобный качественный способ учета анизотропии $x-y$ -рассеяния. Проведенные им вычисления для (α, p) -реакции на ядрах ^{19}F и ^{31}P показали, что учет анизотропии приводит к росту сечения при больших углах. Результаты, полученные Танифуджи для $^{19}\text{F}(\alpha, p)^{22}\text{Ne}$ -реакции как с учетом, так и без учета анизотропии $x-y$ -рассеяния, приведены на рис. 19. Видно, что зависимость амплитуды $x-y$ -рассеяния от угла приводит к заметному увеличению сечения при больших углах, хотя получить количественное согласие с экспериментом автору не удалось. Аналогичные расчеты, сделанные для реак-

ций с α -частицами на ядрах 1р-оболочки [133, 134], также позволили получить максимум под большими углами. Однако и эти расчеты показали, что при использовании только механизма замещения, тем более в ППВ, не удастся описать ни величины, ни структуры ОМС. Следует заметить, что, поскольку максимум под большими углами в сечении механизма замещения связан с амплитудой $x - y$ -рассеяния, его угловая ширина должна мало меняться при изменении атомного номера ядра-мишени и энергии налетающих частиц.

Механизм замещения, так же как и механизм тяжелого срыва, можно использовать для описания ОМС не только в реакциях, но и в рассеянии. Имеющиеся в настоящее время расчеты углового распределения упруго рассеянных α -частиц на ^{40}Ca для механизма замещения с использованием МИВ [135, 136] показывают, что этот механизм, по-видимому, может объяснить ОМС в упругом рассеянии на достаточно тяжелых ядрах. В области легких ядер учет одного механизма замещения для рассеяния, так же как и для реакций, не позволяет удовлетворительно описать экспериментальные данные при больших углах [137].

Некоторые общие замечания. Наиболее существенным предположением, на котором основаны рассмотренные выше механизмы — срыв тяжелой частицы и замещение нуклонных ассоциаций, — является предположение о том, что при протекании реакций происходит диссоциация ядра мишени, а не налетающей частицы, как это имеет место для механизма срыва. Выше было показано, что оба механизма приводят к появлению максимума дифференциального сечения в области больших углов. Однако учет таких процессов при описании ядерных реакций следует не только из необходимости объяснения ОМС, но и из более общих соображений.

Следует ожидать, что механизм реакции существенно зависит от структуры участвующих в реакции ядер — как ядра-мишени, так и ядра-снаряда. Из-за малой энергии связи дейтона и ядра ^6Li естественно ожидать, что, например, в (d, p)- и ($^6\text{Li}, \alpha$)-реакциях должен доминировать процесс нуклонного или кластерного срыва. Это подтверждается большим количеством экспериментальных данных и спектроскопической информации, полученной с помощью таких реакций. Можно думать, что для реакций с другими частицами, развал которых энергетически менее выгоден, заметное значение приобретают процессы, связанные с диссоциацией ядер мишени. В первую очередь это относится к реакциям с α -частицами, энергия связи которых значительно превышает энергию связи большинства кластеров в легких ядрах. Такие выводы подтверждаются приведенными экспериментальными данными, т. е. тем, что именно в реакциях с участием α -частиц ОМС проявляются наиболее четко и имеют наибольшее значение.

Другой случай, когда можно ожидать большой вклад процессов тяжелого срыва и замещения, относится к реакциям на ядрах мишени, в которых энергия связи соответствующих кластеров мала. Наиболее благоприятны в этом смысле реакции на изотопах лития, в особенности те, в которых должен происходить развал ${}^6\text{Li} \rightarrow \alpha + d$ и ${}^7\text{Li} \rightarrow \alpha + t$. Подобный вывод также хорошо подтверждается (см. рис. 11), причем наиболее характерны ОМС в реакциях на изотопах лития с участием α -частиц, т. е. когда ядро-снаряд связано сильно, а ядро-мишень слабо. В этих случаях ОМС проявляется в широком интервале энергий, например существенное увеличение сечения назад при упругом рассеянии α -частиц на ${}^6\text{Li}$ наблюдается даже при энергии 166 Мэв [96], а в ${}^6\text{Li}(\alpha, p){}^9\text{Be}$ реакции — до 70 Мэв [23]. Имеющиеся экспериментальные данные показывают устойчивый характер формы углового распределения с изменением энергии бомбардирующих частиц для этих реакций. Такие экспериментальные особенности реакций на ядрах лития можно попытаться объяснить, привлекая только процессы, связанные с диссоциацией ядер мишени. Как будет показано ниже, результаты таких расчетов согласуются с экспериментальными данными.

Конечно, приведенные выше качественные соображения о важности процессов, связанных с развалом ядра-мишени, для объяснения ОМС в реакциях на различных ядрах должны быть подкреплены более детальным анализом и расчетами.

3. ОПИСАНИЕ ОМС С ПОМОЩЬЮ ОБМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ

Классификация простейших прямых и обменных процессов. Точное вычисление амплитуды любой ядерной реакции $A(x, y)B$ (в дальнейшем будем всюду полагать, что $x \geq y$) требует решения задачи многих тел, но в некоторых предельных случаях задачу можно упростить и свести к проблеме трех тел. Это можно сделать в двух случаях: 1) падающая частица x в поле ядра A диссоциирует на два кластера $x \rightarrow c + y$, а ядро A остается неизменным; 2) частица x остается неизменной, а ядро A распадается на две части $A \rightarrow C + y$, одной из которых является конечная частица. Процессы, относящиеся к первому случаю и связанные с развалом падающей частицы, можно условно назвать *прямыми процессами*, а процессы, относящиеся ко второму случаю и связанные с диссоциацией ядра-мишени, — *обменными процессами*. В этих двух случаях для амплитуды реакций можно получить точное аналитическое выражение [138]. Матричный элемент прямых процессов записывается в виде

$$M_{if}^{\text{пр}} = \langle \Phi_f | V_{yc} | \chi_i^{(+)} \rangle + \langle \chi_f^{(-)} | T_{yA} | \chi_i^{(+)} \rangle, \quad (1)$$

где V_{yc} — взаимодействие между конечной частицей y и передаваемой ядру частицей c ; Φ_f — плоская волна, описывающая движение конечных частиц; T_{yA} — интегральный оператор рассеяния частицы y на начальном ядре A , определяемый уравнением $T_{yA}\Phi_i = V_{yA}\Psi_i^{(+)}$; $\Psi_i^{(+)}$ — точное решение уравнения Шредингера; $\chi_i^{(+)}$ ($\chi_i^{(-)}$) — решение уравнения Шредингера с укороченным гамильтонианом без взаимодействия V_{yA} [138].

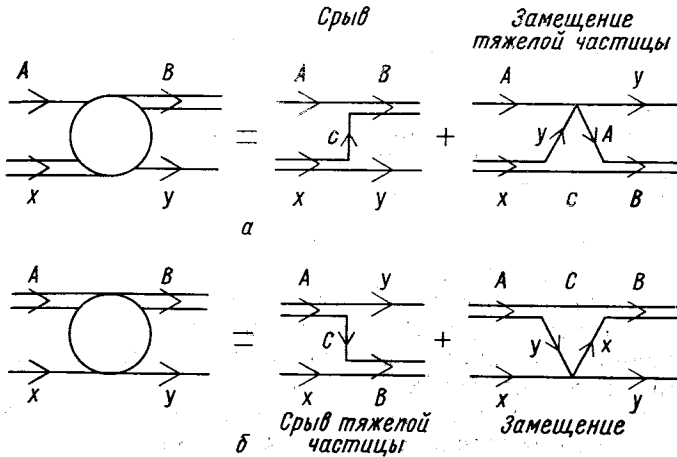


Рис. 20. Графическое изображение основных прямых (а) и обменных (б) процессов для $A(x, y)B$ -реакции

Выясним физический смысл обоих членов в уравнении (1). Первый из них соответствует прямому захвату частицы c , т. е. является матричным элементом обычного кластерного срыва. Вторым членом описывает рассеяние частиц y и A при учете взаимодействия ядра A и частицы c в конечном ядре B и частиц y и c в начальном снаряде x . Этот механизм обычно называют тяжелым замещением. Графически матричный элемент (1) для прямых процессов изображен на рис. 20, а, причем полюсной график соответствует механизму кластерного срыва, а треугольный — механизму тяжелого замещения.

Аналогично записывается матричный элемент реакции в случае обменных процессов:

$$M_{if}^{об} = \langle \Phi_f | V_{cy} | \chi_i^{(+)} \rangle + \langle \chi_i^{(-)} | T_{xy} \chi_i^{(+)} \rangle. \quad (2)$$

Первый член в выражении (2) отвечает взаимодействию конечной частицы y и промежуточного ядра C в начальном ядре A , т. е. соответствует механизму срыва тяжелой частицы (полюсной график рис. 20, б). Вторым членом, описывающим рассеяние частиц

x и y в поле промежуточного ядра C , соответствует обычному замещению кластеров (треугольный график рис. 20, б). Таким образом, рассмотренные выше механизмы срыва тяжелой частицы и замещения нуклонных ассоциаций в рамках задачи трех тел объединяются в единую группу обменных процессов.

Анализ выражений (1) и (2) показывает, что матричный элемент обменных процессов имеет более сложную структуру, чем матричный элемент прямых процессов. Такое усложнение связано с тем, что матричные элементы каждого из обменных механизмов содержат когерентную сумму по всем возможным, т. е. разрешенным законами сохранения моментов количества движения, состояниям виртуального промежуточного ядра C . Это обстоятельство, в свою очередь, приводит к тому, что амплитуды приведенных шириин нуклонных кластеров y и x в начальном и конечном ядрах A и B [139], от которых зависит матричный элемент (2), входят под знак суммы по состояниям ядра C , и поэтому соответствующие спектроскопические факторы нельзя выделить в качестве множителя в выражении для сечения реакции. В связи с этим возникает вопрос, насколько велика роль когерентного суммирования вклада различных состояний ядра C и нельзя ли отказаться от учета всех этих состояний, оставив в сумме лишь один член. Анализ амплитуд механизма замещения [139] и тяжелого срыва [120, 121] показал, что роль интерференции состояний промежуточного ядра чрезвычайно существенна. Так, для механизма замещения [139] учет всех членов суммы позволяет правильно передать интенсивности отдельных максимумов углового распределения в передней полусфере и относительные значения сечений (в частности, резкие изменения их) при переходе от ядра к ядру. Для механизма тяжелого срыва [121] интерференция состояний промежуточного ядра приводит к сужению максимума назад в угловых распределениях (без учета этой интерференции ширина максимума для механизма тяжелого срыва существенно превышает экспериментально наблюдаемые значения). Кроме того, учет когерентного вклада различных состояний ядра C для тяжелого срыва значительно увеличивает амплитуду максимума под задними углами.

Из выражений (1) и (2) следует, что в каждой группе процессов отдельные механизмы должны складываться когерентно и необходимо учитывать их интерференцию. Прямые и обменные процессы в рамках задачи трех тел не связаны друг с другом, и вопрос об их интерференции не возникает. В более сложном формализме (например, в случае задачи четырех тел) все четыре механизма могут давать когерентный вклад в полный матричный элемент реакции. Однако необходимо отметить, что при таком усложнении формализма сами механизмы не будут иметь столь простого вида, как это изображено на рис. 20. Кроме того, появятся новые «затрабочные» механизмы, связанные с введением дополнительных

взаимодействий. Если же ограничиться приближением задачи трех тел, то нужно учитывать когерентное сложение только тех механизмов, которые отвечают одинаковому способу разбиения частиц, участвующих в реакции. Заметим, что вопрос об интерференции отдельных механизмов в задаче трех тел был бы менее важен, если бы четырехлучевые вершины в треугольных диаграммах можно было считать константами, так как сечения механизмов, соответствующих полюсной и треугольной диаграммам (см. рис. 20), достигают максимумов в разных областях углов (например, угловое распределение механизма срыва имеет максимум в передней, а тяжелого замещения — в задней полусфере). Однако наличие угловой анизотропии в четырехлучевой вершине треугольной диаграммы (см. разд. 2) существенно меняет ситуацию и интерференция полюсной и треугольной диаграмм оказывается важной. Учет этой интерференции заметно влияет на форму углового распределения во всей области углов вылета конечной частицы.

Чтобы количественно описать угловые распределения, необходимо также по возможности точно учесть искажения плоских волн в начальном и конечном каналах. В настоящее время эта задача решается приближенно, с использованием оптической модели, т. е. путем сведения многотельной задачи к задаче двух тел. Справедливость такого рассмотрения до сих пор остается неясной, и известно [140], что учет многотельных поправок, по крайней мере, в рамках задачи трех тел, должен влиять на характеристики оптического потенциала. Тем не менее оптическая модель пока является наиболее разработанным и удобным способом описания взаимодействия частиц с ядрами в начальном и конечном состояниях. Поэтому ее и используют для количественных расчетов матричных элементов (1) и (2). Однако нельзя надеяться на успех, если выполнять эти расчеты с помощью МИВ в приближении нулевого радиуса. Дело в том, что для таких механизмов, как тяжелый срыв и тяжелое замещение, переданные импульсы заведомо не малы и ПНР принципиально непригодно для расчета амплитуд этих механизмов. Следовательно, количественное согласие с экспериментальными данными можно получить только при использовании МИВОКОР. Соответствующие расчетные формулы сечений прямых и обменных процессов с учетом интерференции отдельных механизмов (а для обменных процессов — и с учетом интерференции различных состояний промежуточного ядра C) для $A(x, y)B$ -реакций на легких ядрах приведены в приложении [141].

В реальной ситуации реакция протекает с диссоциацией как налетающего ядра, так и ядра мишени, причем вероятность диссоциации каждого из них с образованием кластера u определяется их структурными особенностями и соответствующими энергиями связи. Однако одновременно учесть все процессы, оставаясь в рамках задачи трех тел, нельзя. Поэтому единственная

возможность описания реакций в этом приближении заключается в том, чтобы при вычислении сечения использовать некогерентную сумму вкладов прямых и обменных процессов, причем коэффициент, определяющий относительное значение их вкладов, должен рассматриваться как варьируемый параметр. Подчеркнем еще раз, что такая процедура непоследовательна и ее можно рассматривать как компромисс, связанный с тем, что мы ограничиваемся приближением трех тел.

Качественные оценки вклада отдельных механизмов. В общем виде определить вклад отдельных механизмов в сечение реакции практически невозможно. Однако можно высказать ряд соображений и на их основе оценить роль отдельных механизмов, зависимость их вклада в сечение от массы ядер, энергии налетающих частиц и других характеристик реакции.

Рассмотрим сначала факторы, от которых может зависеть вклад отдельных когерентных механизмов. Для прямых и обменных процессов оба слагаемых матричных элементов (1) и (2) имеют один и тот же порядок, и в них входят одинаковые спектроскопические множители. Поэтому для каждой пары когерентных механизмов вклад отдельных механизмов будет определяться в основном кинематическими множителями, значения которых зависят от удаленности положения особенности соответствующих диаграмм от границы физической области. Удаленность особенности от границы физической области удобнее всего характеризовать значением косинуса угла рассеяния ϑ в точке особенности, поскольку физическая область $\cos \vartheta$ ограничена отрезком от -1 до $+1$.

На рис. 21 приведены значения $|\cos \vartheta|$, вычисленные в точках особенностей всех четырех механизмов для (α, p) -, (α, d) -, (α, t) -реакций в области массовых чисел $6 \leq A \leq 60$ при $E_\alpha = 25 \text{ Мэв}$ с образованием остаточных ядер в основном состоянии. Из этого рисунка можно сделать несколько выводов. Прежде всего вклад механизма тяжелого замещения в сечение прямых процессов, по-видимому, несуществен для всех ядер, кроме самых легких, поскольку его особенности удалены значительно дальше от границы физической области, чем особенности механизма срыва. Далее, необходимо отметить значительное отличие зависимостей $|\cos \vartheta|$ от A для (α, p) -реакции, с одной стороны, и для (α, d) - и (α, t) -реакций — с другой. В случае (α, p) -реакции положение особенностей всех механизмов меняется от ядра к ядру без заметных скачков, медленно приближаясь с ростом A к границе физической области для срыва и замещения и быстро возрастая для тяжелого срыва. Поэтому можно ожидать, что в (α, p) -реакции начиная уже с ядер конца $1p$ -оболочки вклад механизма тяжелого срыва в сечение обменных процессов не должен быть существенным и сечение обменных процессов должно в основном определяться механизмом замещения.

Другая картина наблюдается для (α, d) - и (α, t) -реакций. В области $A \lesssim 20$ положение особенностей всех механизмов для этих реакций существенно меняется при переходе от одного ядра к другому, причем наиболее сильно это проявляется в (α, t) -реакции. Поэтому сечение таких реакций, в том числе и сечение обменных процессов, должно меняться в зависимости от A значительно сильнее, чем в (α, p) -реакции. В той же области $A \lesssim 20$

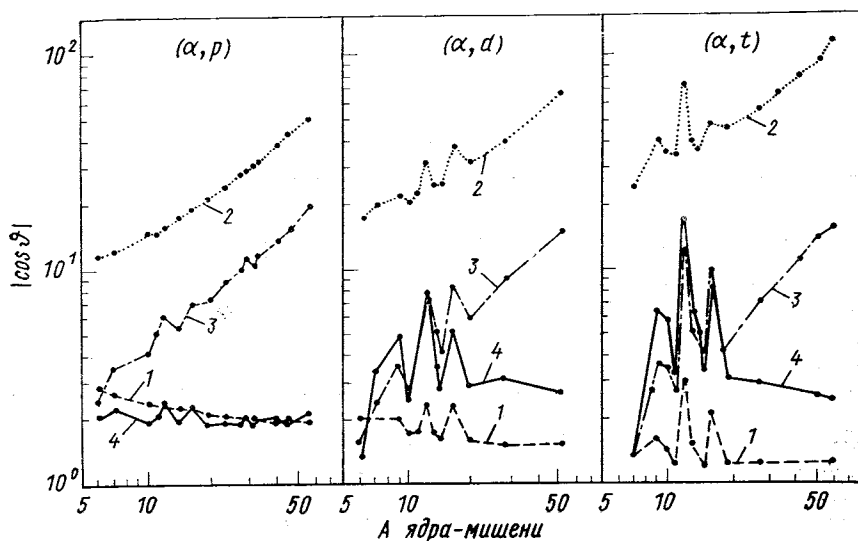


Рис. 21. Зависимость $|\cos \theta|$, характеризующая положение особенностей, от A для (α, p) -, (α, d) - и (α, t) -реакций с образованием основных состояний конечных ядер при $E_\alpha = 25 \text{ Мэв}$:

1 — срыв; 2 — тяжелое замещение; 3 — срыв тяжелой частицы; 4 — замещение

положения особенностей обоих обменных механизмов — замещения и тяжелого срыва — находятся примерно на одном расстоянии от границы физической области, так что в (α, d) - и (α, t) -реакциях при $A \lesssim 20$ оба механизма должны вносить заметный вклад в сечение обменных процессов.

Рассмотрим теперь, как меняется с ростом A относительный вклад пар некогерентных процессов. Здесь на первый план выступают структурные характеристики участвующих в реакции ядер. Для прямых процессов они определяются спектроскопическим множителем $S = |\Theta_{cA}^B|^2$, где Θ_{cA}^B — амплитуда приведенной ширины кластера c в конечном ядре B относительно начального ядра A . Для обменных процессов, как мы указывали выше, выделить спектроскопические факторы в качестве общего множителя

не удается. Однако для оценки вклада различных процессов в сечение реакции можно использовать величину $|\sum \Theta_{C_x}^B \Theta_{C_y}^A|^2$, где суммирование проводится по всем разрешенным состояниям промежуточного ядра C . Эту величину можно условно назвать спектроскопическим множителем S для обменных процессов. В таблице приведены результаты приближенных оценок отношения спектроскопических множителей S для прямых и обменных процессов в (α, p) -, (α, d) - и (α, t) -реакциях на ядрах $1d - 2s$ - и $1f - 3s$ -оболочек к их значениям в тех же реакциях на ядрах $1p$ -оболочки [134]. Из таблицы видно, что с возрастанием A вклад обменных

Т а б л и ц а

Отношения спектроскопических множителей для реакций на ядрах различных оболочек [134]

Реакция	Прямые процессы		Обменные процессы	
	S_{2s}/S_{1p}	S_{3s}/S_{1p}	S_{2s}/S_{1p}	S_{3s}/S_{1p}
(α, p)	$1,4 \cdot 10^{-1}$	$3,0 \cdot 10^{-2}$	$4,9 \cdot 10^{-1}$	$4,5 \cdot 10^{-2}$
(α, d)	$4,2 \cdot 10^{-1}$	$2,0 \cdot 10^{-1}$	$2,0 \cdot 10^{-1}$	$8,9 \cdot 10^{-3}$
(α, t)	1	1	$7,0 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^{-3}$

процессов, как правило, уменьшается по сравнению с прямыми процессами (точнее, с механизмом срыва). Наиболее сильно это проявляется для (α, t) -реакции, в которой затухание обменных процессов за счет спектроскопических факторов велико уже для ядер $1d - 2s$ -оболочки. С другой стороны, в (α, p) -реакциях обменные процессы (главным образом механизм замещения) практически не затухают и могут вносить вклад в сечение не только на легких ядрах.

Можно также рассмотреть зависимость вклада четырех простейших механизмов в сечение реакции от энергии налетающих частиц E . Прежде всего отметим, что с ростом энергии особенности тяжелого срыва и тяжелого замещения удаляются, а особенности замещения и срыва приближаются к границе физической области. Отсюда следует, что сечения механизмов тяжелого срыва и тяжелого замещения уменьшаются с ростом E . Кроме того, с ростом E уменьшается сечение всех четырех механизмов из-за энергетической зависимости вершинных множителей соответствующих матричных элементов. Однако эта зависимость для разных механизмов разная. Амплитуда механизма тяжелого срыва пропорциональна произведению форм-факторов двух ядерных вершин, и оба эти форм-факторы быстро убывают с ростом E . Амплитуда механизма обычного срыва содержит только один ядерный форм-фактор, и ее убывание с ростом энергии поэтому значительно слабее. Что касает-

ся механизмов замещения и тяжелого замещения, то с ростом E их вклад должен падать из-за уменьшения перекрывания форм-факторов ядерных вершин и амплитуд $x - y$ - и $y - A$ -рассеяния соответственно [134]. Этот эффект проявляется тем сильнее, чем больше различие масс x и y для одного механизма и y и A — для другого. Поэтому наиболее быстро сечение механизма замещения будет убывать для (α, p) - и (α, n) -реакций и наименее быстро для (α, α) -рассеяния. Кроме того, сама амплитуда $x - y$ ($y - A$)-рассеяния уменьшается с ростом энергии.

Следовательно, можно ожидать, что с повышением энергии налетающих частиц вклад обменных процессов и механизма тяжелого замещения будет уменьшаться быстрее, чем вклад механизма обычного срыва, а из обменных процессов быстрее должно убывать сечение механизма тяжелого срыва. Таким образом, с ростом E сначала «вымирают» механизмы тяжелого замещения и тяжелого срыва, а затем механизм замещения, так что при достаточно высоких энергиях должен преобладать механизм срыва.

Итак, качественные оценки вклада отдельных механизмов показывают, что обменные процессы могут вносить существенный вклад в сечение (α, d) - и (α, t) -реакций до ядер с $A \approx 20$, а для (α, p) -реакции — и на ядрах $1d - 2s$ -оболочки. При увеличении энергии падающих частиц обменные процессы «вымирают» быстрее, чем механизм кластерного срыва. Эти выводы о характере поведения обменных процессов хорошо согласуются с экспериментально наблюдаемыми особенностями ОМС, описанными в разд. 1, что прямо указывает на существенную роль обменных процессов в образовании обратных максимумов.

Результаты расчетов угловых распределений для простейших прямых и обменных процессов. Уже указывалось, что при «точном» вычислении сечения реакции необходимо учитывать некогерентный вклад прямых и обменных процессов, причем их амплитуды должны вычисляться с использованием МИВОКОР. Так как учет конечного радиуса взаимодействия в методе искаженных волн связан с довольно существенными вычислительными трудностями, расчеты сечений ядерных реакций на основе МИВОКОР выполнены только в последние три года. Поэтому большинство расчетов вклада обменных процессов проводилось в плосковолновом приближении и они могли претендовать лишь на качественное описание эксперимента.

Первая попытка объяснить угловое распределение реакции во всей области углов вылета конечной частицы с учетом вкладов различных механизмов была сделана японскими физиками [119]. В этой работе, однако, при вычислении углового распределения α -частиц из $^{12}\text{C}(t, \alpha)^{11}\text{B}$ -реакции квадрат амплитуды тяжелого срыва складывался или с квадратом амплитуды замещения, или с квадратом амплитуды подхвата, т. е. не учитывалась интерферен-

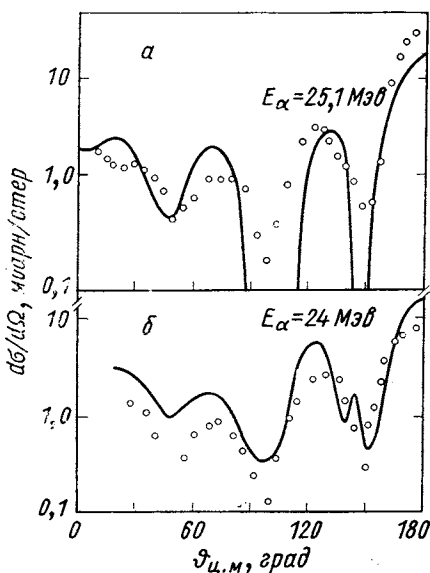


Рис. 22. Сравнение экспериментальных и теоретических угловых распределений дейтронов из ${}^6\text{Li}(\alpha, d){}^8\text{Be}$ реакции:

точки — эксперимент [35, 36]; а — расчет в ППВ для обменных процессов [35]; б — расчет МИВОКОР для четырех основных процессов [36]

${}^8\text{Be}$ -реакции. Полученное угловое распределение при $E_\alpha = 25 \text{ Мэв}$ показано на рис. 22, а. Видно, что расчет передает качественные особенности углового распределения во всей области углов. В частности, правильно описывается не только ОМС, но и вся структура углового распределения при средних углах (количество максимумов, их положение и относительная величина). Сравнение теоретических угловых распределений дейтронов из ${}^6\text{Li}(\alpha, d){}^8\text{Be}$ -реакции, вычисленных для обменных процессов (см. рис. 20, а) и для процесса обычного срыва с использованием МИВ (см. рис. 17), показывает, что только обменные процессы позволяют получить

анализе реакций с α -частицами на изотопах лития в ППВ учитывался когерентный вклад различных механизмов в полную амплитуду. Однако в этих работах амплитуда тяжелого срыва складывалась или с амплитудой механизма замещения, или с амплитудой обычного срыва. Кроме того, взаимодействие между частицами x и y в четырехлучевой вершине треугольной диаграммы (см. рисунок 20, б) полагалось δ -образным. Наконец, в расчет помимо обычных радиусов обрезания, характерных для ППВ, были включены еще несколько варьируемых параметров (амплитуда приведенной ширины на поверхности ядра, амплитуда δ -образного взаимодействия в вершине $x - y$ -рассеяния). Наиболее последовательный учет обменных процессов в ППВ без приближений, сделанных в работах [10, 23, 142], был произведен в работе [35] при расчете углового распределения дейтронов из ${}^6\text{Li}(\alpha, d)$

качественное согласие с экспериментом при всех углах вылета дейтонов. Таким образом, целый ряд расчетов показал, что обменные процессы могут служить хорошим приближением для описания угловых распределений во всей области углов вылета конечной частицы. Однако этот вывод носил лишь качественный характер, поскольку все расчеты были выполнены в ППВ. В последние годы вывод о важной роли обменных процессов при анализе ядерных реакций получил уже количественное подтверждение, прежде всего благодаря циклу работ, выполненных Эдвардсом с сотр. [36, 90, 113, 143]. Угловые распределения были впервые ими вычислены на основе МИВОКОР с учетом всех четырех возможных процессов (программа FANLU2) [144]. В этих работах есть два момента, которые могут вызвать возражения. Один из них связан с тем, что в таком подходе учитывается не только интерференция тех механизмов, которые отвечают одному способу разбиения ядер, участвующих в реакции, но и интерференция между прямыми и обменными механизмами, которой в рамках задачи трех тел быть не должно. Правда, например, для ${}^6\text{Li}(\alpha, d){}^8\text{Be}$ -реакции интерференционный член между прямыми и обменными процессами из-за структурных особенностей ядер, участвующих в реакции, обращается в нуль и использованный подход оказывается правильным.

Второй момент состоит в том, что в программе Эдвардса промежуточное ядро C (см. рис. 20, б) считается бесструктурным, т. е. не имеющим возбужденных состояний, что существенно ограничивает класс реакций, для которых можно использовать программу [144]. Поэтому в работах Эдвардса с сотр. рассматриваются только такие реакции, когда промежуточным ядром C является α -частица, т. е. для ${}^6\text{Li}(\alpha, d){}^8\text{Be}$ -реакции второе возражение также снимается.

Результаты расчетов с помощью программы FANLU2 углового распределения дейтонов из ${}^6\text{Li}(\alpha, d){}^8\text{Be}$ -реакции при $E_\alpha = 24 \text{ Мэв}$ показаны на рис. 22, б [36]. Подгоночными параметрами здесь являются коэффициенты, характеризующие относительный вклад прямых и обменных процессов. Сравнение с экспериментом показало, что вклад прямых процессов составляет около 0,5%, т. е. очень мал. Из сопоставления кривых рис. 22, а и б видно, что учет искажений плоских волн начальных и конечных частиц существенно не меняет теоретических результатов, «замывая» лишь глубокие минимумы и несколько изменяя соотношение между интенсивностями максимумов. Это обстоятельство показывает, что при правильной записи матричного элемента реакции даже плоско-волновый расчет может передать качественные особенности угловых распределений.

Относительный вклад двух обменных механизмов, замещения и тяжелого срыва, вычисленный по программе FANLU2 для ${}^7\text{Li}(d, t){}^6\text{Li}$ -реакции [113], приведен на рис. 23. Благодаря специфике (как кинематической, так и структурной) этой реакции она

не типична в смысле соотношения отдельных механизмов, но, к сожалению, только для нее авторы приводят угловые распределения раздельно для каждого механизма.

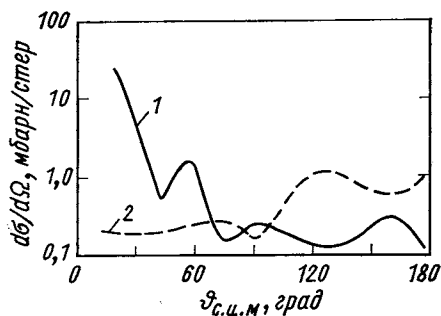


Рис. 23. Угловые распределения тритонов из ${}^7\text{Li}(d, t){}^6\text{Li}$ -реакции, рассчитанные на основе МИВОКОР [113]:
1 — замещение; 2 — тяжелый срыв

ности S -матрицы от орбитального момента l в окрестности $l=l_0 \sim kR$, где k — волновое число; R — радиус ядра, и тем самым все эти феноменологические модели применимы только к упругому рассеянию. Тем не менее можно провести сопоставление феноменологических моделей, объясняющих ОМС, и микроскопического подхода, основанного на учете обменных процессов, поскольку обменные процессы единым образом описывают реакции и упругое рассеяние и приводят к подъему сечения назад не только в реакциях, но и в рассеянии [119, 122, 135]. Более того, роль обменных процессов в рассеянии особенно велика, так как в этом случае отсутствуют прямые процессы, связанные с диссоциацией падающей частицы (такие, как, например, срыв).

Подробный анализ феноменологических моделей, используемых для объяснения ОМС в упругом рассеянии, содержится в обзоре [1]. Остановимся здесь только на наиболее разработанных из них: модели полюсов Редже [145], моделях с l -зависящей [146] и l -расщепляющейся [147] мнимой частью оптического потенциала. В модели полюсов Редже ослабление ядерного поглощения на краю ядра достигается введением резонансной зависимости S -матрицы от l . В модели с l -зависящей мнимой частью оптического потенциала подъем сечения под большими углами связан с появлением перегиба в области возрастания S -матрицы для парциальных волн с $l \sim l_0$. В модели с l -расщепляющейся мнимой частью оптического потенциала ослабление поглощения обеспечивается знакопеременной добавкой к мнимой части S -матрицы. Эта добавка имеет фазу $(-1)^l$ и вызывает волнообразную зависимость S -матри-

Феноменологические способы описания ОМС и их сопоставление с микроскопическим подходом. Любые объяснения ОМС как в рассеянии, так и в реакциях должны быть основаны на физических предположениях, нарушающих концепцию сильного поглощения частиц на краю ядра [1]. Большинство моделей, в которых ядерное поглощение уменьшается вблизи поверхности, основано на феноменологическом введении дополнительной зависи-

цы от l . Другими словами, феноменологические модели, претендующие на объяснение ОМС, приводят к немонотонной зависимости S -матрицы от l . Нетрудно понять, что учет обменных процессов в упругом рассеянии приводит к такой же немонотонности. Действительно, обменные процессы по своему определению связаны с взаимодействием падающей частицы с отдельными кластерами в ядре мишени. Следовательно, вероятность этих процессов небольшая как при малых, так и при больших l , поскольку мало перекрытие волновых функций связанного кластера и налетающей частицы (при малых l — во внутренней области ядра — за счет «вымирания» волновой функции частицы, при больших l — на больших расстояниях — за счет резкого уменьшения волновой функции кластера). Поэтому добавка к S -матрице упругого рассеяния, связанная с обменными процессами, должна иметь максимум (или максимумы) на поверхности ядра. В результате зависимость полной S -матрицы от l может быть немонотонной, т. е. микроскопический подход с учетом обменных процессов в этом смысле эквивалентен феноменологическим моделям, вводящим немонотонную зависимость S -матрицы от орбитального момента.

В работе [137] на примере упругого рассеяния α -частиц на ядре ^{12}C

показано, что такая эквивалентность действительно существует, т. е. добавка обменных процессов к потенциальному рассеянию позволяет объяснить ОМС в упругом рассеянии α -частиц на ^{12}C , получить угловое распределение во всей области углов в качественном согласии с экспериментом и дает довольно сложную зависимость S -матрицы от l . Коэффициент отражения $\eta_l = |S_l|$, вычисленный в работе [137], приведен на рис. 24. Видно, что поведение η_l при учете обменных процессов гораздо сложнее, чем в любой феноменологической модели. Обменные процессы приводят к резким максимумам в η_l , которые фактически учитываются в модели полюсов Редже, и к появлению перегиба в области $l \sim l_0$ (модель с l -зависящей мнимой частью потенциала), и к знакопеременной добавке, имеющей фазу $(-1)^l$, к мнимой части оптической S -матрицы (l -расщепляющаяся мнимая часть потенциала). Следовательно, если различные феноменологические модели описывают

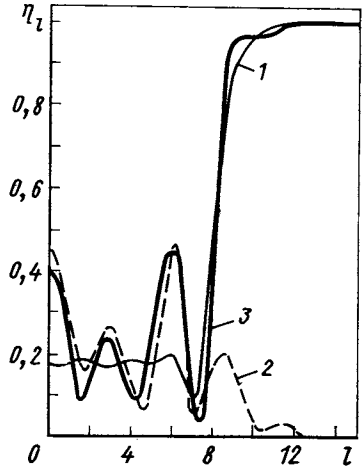


Рис. 24. Коэффициент отражения η_l для упругого рассеяния α -частиц на ^{12}C при $E_\alpha = 25$ Мэв:

- 1 — расчет по оптической модели;
2 — расчет для обменных процессов;
3 — их когерентная сумма

лишь отдельные стороны общей физической картины поведения S -матрицы, то микроскопический подход, основанный на учете обменных процессов, позволяет получить ее целиком.

Следует отметить, что для анализа аномального рассеяния назад могут использоваться такие микроскопические подходы, которые нельзя прямо переносить на ядерные реакции. Это, прежде всего, относится к гипотезе квазимолекулярных состояний [148], возникающих при взаимодействии частицы с ядром. В работе Фуллера [149] показано, что квазимолекулярные резонансы эквивалентны феноменологическим моделям типа полюсов Редже, т. е. они также должны приводить к появлению ОМС в упругом рассеянии. По-видимому, квазимолекулярные резонансы должны быть, в первую очередь, связаны с потенциальным рассеянием. Но в то же время очевидно, что если существуют механизмы, приводящие к появлению ОМС именно в упругом рассеянии (связанные, например, в той или иной степени с потенциальным рассеянием), то они могут косвенно проявляться и в ядерных реакциях или через оптический потенциал, параметры которого должны учитывать такие механизмы, или через связь каналов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изложенные в настоящем обзоре результаты экспериментальных исследований показывают, что для многих реакций наблюдаются обратные максимумы сечения, т. е. подъем сечения вблизи 180° , часто сравнимый с сечением при малых углах. ОМС типичны для широкого класса реакций, прежде всего для реакций с α -частицами на легких ядрах, в обширном интервале энергий налетающих частиц. Это с очевидностью указывает на то, что наличие ОМС отражает некоторые достаточно общие черты реакций. На модельном языке это означает, что ОМС являются характерной особенностью специфических механизмов реакций. Приведенные в обзоре качественный анализ, полуколичественные и первые количественные расчеты позволяют утверждать, что обратные максимумы сечения реакций, по крайней мере в своей основной части, связаны с обменными процессами, иначе говоря, с процессами, в которых диссоциирует ядро-мишени. Простейшими из этих процессов являются механизмы замещения нуклонных ассоциаций и срыва тяжелой частицы.

Непосредственная связь ОМС с обменными процессами позволяет использовать данные о поведении сечения реакций при больших углах вылета образующихся частиц для исследования эффектов кластеризации в различных состояниях ядер, изучать структурные характеристики ядер. Важно отметить, что обменные процессы в отличие от прямых, например от механизма кластерного срыва, позволяют получать информацию не только о значениях

приведенных ширин, но и об их знаках, поскольку сечение обменных процессов содержит когерентную сумму по состояниям промежуточного ядра, в которую входят амплитуды приведенных ширин отдельных кластеров. Поэтому изучение обменных процессов может существенно дополнить спектроскопическую информацию, получаемую другими способами.

Однако использование ОМС в качестве инструмента для исследования структуры ядер возможно лишь после проведения последовательного теоретического анализа сечений реакций во всем интервале углов вылета конечной частицы и в достаточно широком диапазоне энергий налетающих частиц. Для этого необходимо выполнить связанные с большим объемом вычислительных работ расчеты угловых и энергетических зависимостей сечений с использованием МИВОКОР для реакций различного типа при учете вклада как прямых, так и обменных процессов. Только такие расчеты позволят количественно установить, в какой мере обменные процессы способны описать ОМС и как зависят от энергии сечения этих процессов. Представляет также интерес дальнейшее развитие МИВОКОР в рамках задачи трех тел, которое состоит в учете трехтельных поправок к оптическому потенциалу, поскольку эти поправки также могут приводить к подъему сечения в области больших углов.

Следует подчеркнуть, что существенный элемент неопределенности в вопрос о природе ОМС вносит немонотонный, резонансный характер функций возбуждения при больших углах. Эта сторона проблемы очень слабо разработана как с точки зрения экспериментального изучения, так и с точки зрения объяснения наблюдающихся резонансов. В настоящее время нет однозначного ответа на вопрос о том, в какой степени резонансное поведение сечения связано с процессами, ответственными за ОМС. Чтобы ответить на него, необходимо провести расчеты энергетической зависимости сечения на основе МИВОКОР, с одной стороны, и детально сравнить экспериментальные функции возбуждения в разных угловых интервалах вылета конечной частицы для различных каналов реакции, с другой. Без этой информации природу резонансов в функциях возбуждения нельзя понять. Следует ожидать, что в области энергий α -частиц ниже 20—25 Мэв могут проявляться достаточно широкие (сотни кэв и больше) резонансы, связанные не с прямыми или обменными процессами, а с образованием сравнительно простых конфигураций промежуточного ядра, так называемых входных состояний. С ростом энергии число таких состояний должно уменьшаться.

Недостаточно исследована также зависимость амплитуды и других характеристик ОМС от массы ядер мишени A и от энергии налетающих частиц E . В частности, нет полной ясности в вопросе о том, в каких реакциях и насколько быстро уменьшается ОМС

с ростом A и E . Если ОМС обусловлены в основном обменными процессами, то при росте A наиболее быстро должны убывать ОМС в (α, t) -реакции, а при росте E — в (α, p) -реакции. По-видимому, это подтверждают имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные, однако их слишком мало, чтобы сделать окончательный вывод.

Представляет интерес исследование таких реакций, для которых обменные процессы должны вносить основной вклад в сечение. Примером может служить упругое и неупругое рассеяние α -частиц, где прямые процессы отсутствуют, а также реакции с образованием таких состояний остаточных ядер, переходы на которые для прямых процессов затруднены (например, ${}^6\text{Li}(\alpha, d){}^8\text{Be}$ и ${}^7\text{Li}(\alpha, t){}^8\text{Be}$ с образованием состояния 4^+ или ${}^{10}\text{B}(\alpha, t){}^{11}\text{C}$ с образованием нижнего состояния $1/2^-$).

Результаты экспериментального изучения ОМС на легких ядрах показывают, что существует сильное различие амплитуд максимумов даже на соседних ядрах. Тем не менее детальная связь ОМС со структурой участвующих в реакции ядер остается неясной. Теоретические оценки показывают, что сечение обменных процессов должно зависеть от структуры ядер, однако найти однозначное соответствие этой зависимости экспериментальной пока не удается.

Нетронутой областью в плане исследования ОМС является изучение высоковозбужденных состояний ядер. С увеличением энергии возбуждения кинематические особенности всех простейших механизмов приближаются к границе физической области, так что относительный вклад каждого из них будет определяться в основном приведенной шириной соответствующего кластера. Приведенная ширина должна быть близка к вигнеровскому пределу в области порога развала конечного ядра по данному каналу. Поскольку прямые и обменные процессы связаны с приведенной шириной различных кластеров в конечном ядре, вблизи одного порога должны доминировать прямые, а вблизи другого — обменные процессы.

Дополнительную информацию при исследовании механизма реакции при образовании конечных ядер в возбужденных состояниях может дать изучение угловых корреляций частица — частица, если состояния находятся выше порога развала, или частица — γ -квант, если возбуждения конечных ядер невелики.

Таким образом, исследование обратных максимумов сечения важно как для более глубокого понимания механизмов реакции, так и для получения новых данных о структурных особенностях и спектроскопических характеристиках атомных ядер.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Рассмотрим вывод основных формул МИВОКОР для расчета дифференциальных сечений ядерных реакций. Эти формулы справедливы, если амплитуда $A(x, y)$ B -реакции рассматривается в приближении задачи трех тел, т. е. считается, что $A(x, y)$ B -реакция протекает одним из двух возможных способов:

$$\left. \begin{aligned} A+x &\rightarrow A+(y+c) \rightarrow (A+c)+y \rightarrow B+y \text{— прямые процессы;} \\ A+x &\rightarrow (C+y)+x \rightarrow (C+x)+y \rightarrow B+y \text{— обменные процессы.} \end{aligned} \right\} \quad (\text{П.1})$$

Далее будем использовать следующие обозначения: J_i, L_i, S_i — полный, орбитальный моменты и спин частицы i (под номером i понимаем как частицы x, y, c , так и ядра A, B, C); $j = L_A + S_B$ — спин канала; $l = L_B - L_A$ — переданный орбитальный момент; $s = S_B - S_A$ — переданный спин; R_i — координаты центров масс соответствующих частиц; $r_{in} = R_i - R_n$ — относительная координата частиц i, n ; относительные координаты r_{xA} и r_{yB} для удобства будут обозначаться просто r_x и r_y ; m_i — масса соответствующей частицы; $\mu_{in} = m_i m_n / (m_i + m_n)$ — приведенная масса частиц i и n .

Введем структурный множитель Θ_{lsj} , определяющий распад соответствующих ядер. Для прямых процессов $\Theta_{lsj}^{\text{пр. пр}}$ представляет приведенную ширину распада ядра B на $A + C$, для обменных процессов $\Theta_{lsj}^{\text{об. пр}}$ определяется произведением приведенной ширины распада ядра A на $C + y$ и ядра B на $C + x$. Тогда матричный элемент реакции независимо от механизма можно представить в виде

$$M_{if} = \sum_{l_s j m_l m_s m_j} \langle J_A M_A s m_s | j m_j \rangle \langle l m_l j m_j | J_B M_B \rangle \Theta_{lsj} \langle s_y \sigma_y s m_s | s_x \sigma_x \rangle \times \int \chi_{ky}^* (r_y) f_{l_s j m_l} \chi_{kx} (r_x) d r_x d r_y. \quad (\text{П.2})$$

В соответствии с разбиением полной амплитуды форм-фактор $f_{l_s j m_l}$ есть сумма двух слагаемых, каждое из которых содержит произведение потенциала взаимодействия и волновых функций относительного движения частиц. Для прямых процессов $f_{l_s j m_l}^{\text{пр. пр}}$ будет содержать [112] волновую функцию $\Psi_{l m_l}(r_{cA})$ относительного движения частицы c и ядра A в заданном состоянии конечного ядра B и волновую функцию $\varphi(r_{cy})$ относительного движения частиц y и c в начальном снаряде x . Для процесса срыва в $f_{l_s j m_l}^{\text{пр. пр}}$ будет входить потенциал взаимодействия $V(r_{yc})$ частиц y и c (см. рис. 20, а). Для тяжелого замещения, очевидно, изменится вид потенциала, а именно в этом случае необходимо учитывать взаимодействие $V(r_{yA})$ между начальным ядром A и частицей y (см. рис. 20, а). В результате

$$f_{l_s j m_l}^{\text{пр. пр}} = \Psi_{l m_l}(r_{cA}) \{V(r_{cy}) + V(r_{yA})\} \varphi(r_{cy}). \quad (\text{П.3})$$

Для обменных процессов форм-фактор $f_{l_s j m_l}^{\text{об. пр}}$ содержит волновые функции $\Psi_{\Lambda_x \mu_x}(r_{xC})$ и $\Psi_{\Lambda_y \mu_y}(r_{yC})$, описывающие движение частиц y и x в начальном и конечном ядрах относительно промежуточного ядра C . В результате форм-фактор $f_{l_s j m_l}^{\text{об. пр}}$ для обменных процессов будет зависеть от орбитальных моментов Λ_y и Λ_x , определяющих распад начального (конечного) ядра на конечную (падающую) частицу и промежуточное ядро C . Для механизма замещения форм-фактор, кроме того, будет содержать потенциал взаимодей-

ствия частиц x и y (см. рис. 20, б), для механизма тяжелого срыва — потенциал взаимодействия частицы y и промежуточного ядра C . В результате для обменных процессов форм-фактор $f_{lsjm_l}^{об. пр}$ имеет вид

$$f_{lsjm_l}^{об. пр} \equiv f_{lsjm_l \Lambda_x \Lambda_y}^{об. пр} = \sum_{\mu_x \mu_y} (-1)^{\mu_y} \langle \Lambda_x \mu_x \Lambda_y - \mu_y | lm_l \rangle \times \\ \times \Psi_{\Lambda_x \mu_x}^*(\mathbf{r}_{xC}) \{V(\mathbf{r}_{xy}) + V(\mathbf{r}_{yC})\} \Psi_{\Lambda_y \mu_y}(\mathbf{r}_{yC}). \quad (\text{П.4})$$

В дальнейшем спин-орбитальным взаимодействием частиц будем пренебрегать. Конечно, при расчете поляризации частиц это заведомо неверно. Однако для вычисления сечений, спектров возбуждения конечных ядер, угловых корреляций продуктов реакции и других характеристик пренебрежение спиновой зависимостью потенциала вполне оправдано. Поскольку для центральных потенциалов форм-факторы f_{lsjm_l} не зависят от s и j , эти индексы можно опустить, т. е. положить $f_{lsjm_l} \equiv f_{lm_l}$.

Главная сложность в преобразовании форм-фактора состоит в необходимости перехода к переменным \mathbf{r}_x и \mathbf{r}_y , поскольку именно от этих переменных зависят искаженные оптические волновые функции, по которым усредняется матричный элемент (П.2). Согласно [112], эта задача решается следующим образом.

1. Форм-фактор f_{lm_l} разлагается по парциальным волнам входного L_x и выходного L_y каналов с помощью соотношения

$$F_{L_x L_y l}(r_x, r_y) = \sum_{\mu_x \mu_y} \langle L_x M_x L_y M_y | lm_l \rangle \int d\vartheta_x d\vartheta_y f_{lm_l} Y_{L_x M_x}(\mathbf{r}_x) Y_{L_y M_y}(\mathbf{r}_y). \quad (\text{П.5})$$

2. Координаты r_{in} выражаются через r_x и r_y . Для прямых процессов

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{r}_{cA} &\equiv \mathbf{r}_1 = \alpha(\mathbf{r}_x - \gamma \mathbf{r}_y); & m_M &\equiv m_x + m_A \equiv m_y + m_B; \\ \mathbf{r}_{cy} &\equiv \mathbf{r}_2 = \alpha(\mathbf{r}_y - \delta \mathbf{r}_x); & \alpha &= m_x m_B / m_C m_M; \\ \mathbf{r}_{yA} &\equiv \mathbf{r}_3 = (m_x \mathbf{r}_x + m_B \mathbf{r}_y) / m_M; & \gamma &= m_y / m_x; & \delta &= m_A / m_B. \end{aligned} \right\} \quad (\text{П.6})$$

Для обменных процессов имеем аналогичные выражения:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{r}_{xC} &\equiv \mathbf{r}'_1 = \alpha'(\mathbf{r}_x + \gamma' \mathbf{r}_y); & \alpha' &= m_A m_B / m_C m_M; \\ \mathbf{r}_{yC} &\equiv \mathbf{r}'_2 = \alpha'(\mathbf{r}_y + \delta' \mathbf{r}_x); & \gamma' &= m_y / m_A; & \delta' &= m_x / m_B; \\ \mathbf{r}_{xy} &\equiv \mathbf{r}'_3 = m_A \mathbf{r}_x / m_M - m_B \mathbf{r}_y / m_M. \end{aligned} \right\} \quad (\text{П.7})$$

После соответствующей записи координат векторные сферические гармоники $r^l Y_{lm}(\mathbf{r})$, где $\mathbf{r} = s\mathbf{r}_x + t\mathbf{r}_y$, разлагаются в ряд по формуле [150]

$$r^l Y_{lm}(\mathbf{r}) = \sum_{\lambda \mu} \sqrt{\frac{4\pi}{2\lambda + 1}} \binom{2l + 1}{2\lambda}^{1/2} (s\mathbf{r}_x)^{l-\lambda} \times \\ \times (t\mathbf{r}_y)^\lambda \langle l - \lambda \ m - \mu \ \lambda \mu | lm \rangle Y_{l-\lambda \ m-\mu}(\mathbf{r}_x) Y_{\lambda \mu}(\mathbf{r}_y). \quad (\text{П.8})$$

Выражение (П.8) позволяет факторизовать угловые зависимости форм-факторов (П.3) и (П.4) и вычислить по углам интеграл, входящий в инвариантный форм-фактор (П.5).

3. Остающаяся скалярная часть [для срыва это есть произведение радиальных функций относительного движения (без r^l) на потенциал $u - c$ -взаим-

действия] разлагается в ряд по полиномам Лежандра от косинуса угла между r_x и r_y (в дальнейшем обозначим $\cos(r_x r_y) = \mu$). Для срыва такое разложение имеет вид

$$r_1^{-l} R_l(r_1) V(r_2) \varphi(r_2) = \sum_{K=0}^{\infty} (K+1/2) g_K^{\text{cp}}(r_x, r_y) P_K(\mu), \quad (\text{П.9})$$

где

$$g_K^{\text{cp}}(r_x, r_y) = \int_{-1}^{+1} d\mu r_1^{-l} R_l(r_1) \varphi(r_2) V(r_2) P_K(\mu). \quad (\text{П.10})$$

Аналогично можно записать выражения $g_K(r_x, r_y)$ для других механизмов:

$$g_K^m \text{ зам}(r_x, r_y) = \int_{-1}^{+1} d\mu r_1^{-l} R_l(r_1) V(r_2) \varphi(r_2) P_K(\mu); \quad (\text{П.11})$$

$$g_K^{\text{зам}}(r_x, r_y) = \int_{-1}^{+1} d\mu r_1'^{-\Lambda_x} R_{\Lambda_x}(r_1') V(r_2') r_2'^{-\Lambda_y} R_{\Lambda_y}(r_2') P_K(\mu); \quad (\text{П.12})$$

$$g_K^m \text{ cp}(r_x, r_y) = \int_{-1}^{+1} d\mu r_1'^{-\Lambda_x} R_{\Lambda_x}(r_1') V(r_2') r_2'^{-\Lambda_y} R_{\Lambda_y}(r_2') P_K(\mu). \quad (\text{П.13})$$

После этих преобразований форм-фактор (П.5) можно вычислить аналитически. Для прямых процессов его можно представить в виде

$$F_{L_x L_y l}^{\text{пр. пр}}(r_x, r_y) = \alpha^l \sqrt{\pi(2l+1)} \sum_{K\lambda} (-1)^K (2K+1) \left(\frac{2l}{2\lambda}\right)^{1/2} \times \\ \times \langle \lambda O K O | L_x O \rangle \langle l - \lambda O K O | L_y O \rangle r_x^\lambda (-y r_y / x)^{l-\lambda} \times \\ \times W(L_x \lambda L_y l - \lambda : K l) \{g_K^{\text{cp}} + g_K^m \text{ зам}\}, \quad (\text{П.14})$$

а для обменных процессов в виде

$$F_{L_x L_y l}^{\text{об. пр}}(r_x, r_y) \equiv F_{L_x L_y l \Lambda_x \Lambda_y}^{\text{об. пр}}(r_x, r_y) = 1/2 \sum_{\lambda_x \lambda_y K} (\alpha')^{\Lambda_x + \Lambda_y} \times \\ \times (r_x)^{\Lambda_x - \lambda_x} (\delta' r_x)^{\lambda_y} (r_y)^{\Lambda_y - \lambda_y} (\gamma' r_y)^{\lambda_x} (-1)^K (2K+1) \times \\ \times \left(\frac{2\Lambda_x}{2\lambda_x}\right)^{1/2} \left(\frac{2\Lambda_y}{2\lambda_y}\right)^{1/2} (2\Lambda_x+1) (2\Lambda_y+1) \{g_K^{\text{зам}} + g_K^m \text{ cp}\} \times \\ \times \sum_{l_x l_y} \sqrt{(2l_x+1)(2l_y+1)} \langle \Lambda_x - \lambda_x O \lambda_y O | L_x O \rangle \times \\ \times \langle l_x O K O | L_x O \rangle \langle \lambda_x O \Lambda_y - \lambda_y O | l_y O \rangle \langle l_y O K O | L_y O \rangle \times \\ \times W(l_y L_y l_x L_x : K l) \left\{ \begin{matrix} \Lambda_x - \lambda_x & \lambda_x & \Lambda_x \\ \lambda_y & \Lambda_y - \lambda_y & \Lambda_y \\ l_x & l_y & l \end{matrix} \right\}. \quad (\text{П.15})$$

Используя парциальные разложения искаженных волн

$$\chi_k(r) = \sum_{LM} \frac{4\pi}{kr} i^L \chi_{Ll}(kr) Y_{LM}(r) Y_{LM}^*(k),$$

можно записать дифференциальное сечение для прямых процессов следующим образом:

$$\frac{d\sigma^{\text{пр. пр}}}{d\Omega} = \frac{\mu_{xA}\mu_{yB}}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_y}{k_x} \frac{2J_B + 1}{2J_A + 1} \sum_{ls} \frac{S_{ls}}{2s + 1} \sum_{m_l} |\beta_{lm_l}^{\text{пр. пр}}(\vartheta)|^2, \quad (\text{П.16})$$

где

$$\beta_{lm_l}^{\text{пр. пр}}(\vartheta) = \frac{4\sqrt{2}\pi}{k_x k_y} \sum_{L_x L_y} i^{L_x + L_y - l} \langle L_y m_l l - m_l | L_x 0 \rangle I_{L_x L_y l}^{\text{пр. пр}} \bar{P}_{L_y}^{m_l}(\vartheta) (-1)^{m_l}, \quad (\text{П.17})$$

где $\bar{P}_L^m(\vartheta)$ — нормированные присоединенные полиномы Лежандра; $S_{ls} = \sum_j \Theta_{lsj}^2$ — спектроскопические факторы частицы s ; $I_{L_x L_y l}$ — радиальные интегралы, связанные с инвариантными форм-факторами (П.14), (П.15):

$$I_{L_x L_y l} = \int_0^\infty r_x dr_x \int_0^\infty r_y dr_y \chi_{L_y}(k_y r_y) F_{L_x L_y l}(r_x, r_y) \chi_{L_x}(k_x r_x). \quad (\text{П.18})$$

Поскольку инвариантный форм-фактор для обменных процессов зависит от Λ_x и Λ_y , формула для дифференциального сечения в этом случае будет иметь другой вид, так как $\beta_{lm_l}^{\text{об. пр}}(\vartheta)$ также будут зависеть от Λ_x и Λ_y .

В результате

$$\frac{d\sigma^{\text{об. пр}}}{d\Omega} = \frac{\mu_{xA}\mu_{yB}}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_y}{k_x} \frac{2J_B + 1}{2J_A + 1} \sum_{lsjm_l} \left| \sum_{\Lambda_x \Lambda_y} \Theta_{lsj}^{\text{об. пр}} \beta_{lm_l}^{\text{об. пр}}(\vartheta) \right|^2, \quad (\text{П.19})$$

где

$$\beta_{lm_l}^{\text{об. пр}}(\vartheta) \equiv \beta_{lm_l \Lambda_x \Lambda_y}^{\text{об. пр}}(\vartheta) = \frac{4\sqrt{2}\pi}{k_x k_y} \sum_{L_x L_y} i^{L_x + L_y - l} \times \\ \times \langle L_y m_l l - m_l | L_x 0 \rangle I_{L_x L_y l \Lambda_x \Lambda_y}^{\text{об. пр}} \bar{P}_{L_y}^{m_l}(\vartheta) (-1)^{m_l}. \quad (\text{П.20})$$

Для полноты приведем также формулу для величин $\Theta_{lsj}^{\text{об. пр}}$, которые определяются амплитудами приведенных шириин $\Theta_{\Lambda_i s_i j_i}$ распада ядра $A(B)$ на конечную (начальную) частицу и промежуточное ядро C в состоянии с полным моментом J_C . Эти величины можно записать в следующем виде:

$$\Theta_{lsj}^{\text{об. пр}} \equiv \Theta_{lsj \Lambda_x \Lambda_y}^{\text{об. пр}} = \sum_{j_x j_y J_C} \Theta_{\Lambda_y s_y j_y} \Theta_{\Lambda_x s_x j_x} (-1)^{J_C} \sqrt{\frac{2J_A + 1}{2J_C + 1}} \times \\ \times u(j_x s_x j_y s_y : J_C s) u(\Lambda_y J_A j_x s : j_y l) u(j \Lambda_y J_B \Lambda_x : j_x l). \quad (\text{П.21})$$

Выражения (П.16)—(П.21) позволяют вычислить дифференциальное сечение $A(x, y)$ B -реакции с помощью МИВОКОР в рамках задачи трех тел.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гриднев К. А., Оглоблин А. А. «ЭЧАЯ», 1975, т. 6, вып. 2, с. 393.
2. Eck J. S. e.a. «Nucl. Phys. A», 1975, v. 255, p. 157; Grotowsky K. Radial Shape of Nuclei Invited Papers Proc. Intern. Conf. Cracow, 1976, p. 239.
3. Schiffer J. P. «Phys. Rev.», 1967, v. 164, p. 1274.
4. Curry J. R., Coker W. R., Riley R. J. «Phys. Rev.», 1969, v. 185, p. 1416.
5. Sokov J. P. e.a. «Phys. Rev. C», 1973, v. 7, p. 2154.
6. Middleton R., Pullen D. J. «Nucl. Phys.», 1964, v. 51, p. 63.
7. Johnson D. I., Waggoner M. A. «Phys. Rev. C», 1970, v. 2, p. 41.
8. Bock R., Grosse-Schulte M., von Oertzen W. «Phys. Lett.», 1966, v. 22, p. 456.
9. Klein P. R. e.a. «Nucl. Phys.», 1960, v. 16, p. 374.
10. Merchez F. e.a. «Nucl. Phys. A», 1972, v. 183, p. 417.
11. Спасский А. В., Теплов И. Б., Фатеева Л. Н. «Ядерная физика», 1966, т. 3, с. 652.
12. Спасский А. В. и др. «Ядерная физика», 1969, т. 9, с. 936.
13. Теплов И. Б., Фатеева Л. Н. «ЖЭТФ», 1965, т. 48, с. 385.
14. Jamazaki T., Kondo M., Jamabe S. «J. Phys. Soc. Japan», 1963, v. 18, p. 620.
15. Nonaka I. e.a. «J. Phys. Soc. Japan», 1959, v. 14, p. 1260.
16. Lieber A. J., Schmidt F. H., Gerhart J. B. «Phys. Rev.», 1962, v. 126, p. 1496.
17. Зеленская Н. С. и др. «Ядерная физика», 1970, т. 11, с. 722.
18. Kondo M., Jamashita T., Jamabe S. «J. Phys. Soc. Japan», 1961, v. 16, p. 1091.
19. Спасский А. В., Теплов И. Б., Фатеева Л. Н. «Ядерная физика», 1966, т. 7, с. 251.
20. Зеленская Н. С. и др. «Ядерная физика», 1969, т. 9, с. 691.
21. Maxson D. R. «Phys. Rev.», 1962, v. 128, p. 1321.
22. Blieden R. H., Temmer G. M., Warsh K. L. «Nucl. Phys.», 1963, v. 49, p. 209.
23. DeVries R. M. e.a. «Nucl. Phys. A», 1972, v. 178, p. 417.
24. Warsh K. L., Edwards S. «Nuovo cimento», 1968, v. 55, p. 443.
25. Gambarini G. e.a. «Nucl. Phys. A», 1969, v. 126, p. 562.
26. Oberg D. L. e.a. «Phys. Rev. C», 1975, v. 11, p. 410.
27. Brady F. P., Warburton E. K. «Phys. Rev.», 1962, v. 128, p. 790.
28. Pignanelli M. e.a. «Phys. Rev. C», 1974, v. 10, p. 445.
29. Jamashita S. «J. Phys. Soc. Japan», 1961, v. 16, p. 2378.
30. Ogata H. «J. Phys. Soc. Japan», 1959, v. 14, p. 707.
31. Dallimore P. J., Allardyce B. W. «Nucl. Phys. A», 1968, v. 108, p. 150.
32. Brentano P. V. e.a. Proc. Conf. Nucl. React. Light Nucl. and Nucl. Struct. Rossendorf, 1966, Jan., p. 279.
33. Perroud J. P., Sellem Ch. «Nucl. Phys. A», 1974, v. 227, p. 330.
34. Deconninck G. e.a. «Nucl. Phys.», 1963, v. 49, p. 424.
35. Lebedev V. M. e.a. «Nucl. Phys. A», 1974, v. 223, p. 351.
36. Greenfield M. B., Werby M. F., Philpott R. J. «Phys. Rev. C», 1974, v. 10, p. 564.
37. Deconninck G., Demortier G. «Phys. Lett», 1963, v. 7, p. 260.
38. Васильева О. И. и др. «Ядерная физика», 1975, т. 22, с. 446.
39. Onon K., Kuroda K. «Phys. Rev.», 1960, v. 117, p. 214.
40. Лебедев В. М., Спасский А. В., Теплов И. Б. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1973, т. 37, с. 2663.
41. Bodansky D. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1959, v. 2, p. 101.

42. Srivastava B. V., Johnson O. E. «Phys. Rev.», 1967, v. 156, p. 1219.
43. Srivastava B. V., Johnson O. E. «Phys. Rev.», 1968, v. 166, p. 1083.
44. Srivastava B. V., Cosper S. W., Johnson O. E. «Phys. Rev.», 1967, v. 153, p. 1221.
45. Геронимо J. M. F. e.a. «Nucl. Phys.», 1962, v. 38, p. 11.
46. Гряднев К. А. и др. «ЖЭТФ», 1964, т. 46, с. 1473.
47. Долинов В. К., Меликов Ю. В. «Вест. МГУ, сер. физ.», 1966, т. 3, с. 1161.
48. Yanabu T. e.a. «J. Phys. Soc. Japan», 1963, v. 18, p. 747.
49. Долинов В. К., Меликов Ю. В., Тулинов А. Ф. «Письма в ЖЭТФ», 1965, т. 2, с. 120.
50. Smith H. V., Jr. «Phys. Rev. C», 1972, v. 6, p. 441.
51. Freemantle R. G. e.a. «Phys. Rev.», 1953, v. 92, p. 1268.
52. Weselowski J. J. e.a. «Phys. Rev.», 1966, v. 148, p. 1063.
53. Jahr R. e.a. «Nucl. Phys.», 1976, v. 76, p. 79.
54. Klabes R. e.a. «Nucl. Phys. A», 1970, v. 152, p. 232.
55. Suruki S., McNally J. H. «Nucl. Phys.», 1966, v. 88, p. 257.
56. Priest J. R., Vincent J. S. «Phys. Rev.», 1968, v. 167, p. 933.
57. Yanabu T. e.a. «J. Phys. Soc. Japan», 1964, v. 19, p. 1818.
58. Bonner T. J. «Phys. Rev. C», 1970, v. 1, p. 1699.
59. Cosper S. W., Lucas B. T., Johnson O. E. «Phys. Rev. B», 1965, v. 138, p. 51.
60. Takamatsu K. «J. Phys. Soc. Japan», 1962, v. 17, p. 896.
61. Cosper S. W., Johnson O. E. «Phys. Rev. B», 1965, v. 138, p. 610.
62. Добриков В. Н. и др. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1964, т. 28, с. 1714.
63. Yanabu T. e.a. «J. Phys. Soc. Japan», 1962, v. 17, p. 914.
64. Денисов А. Е., Коалис Р. П., Немилев Ю. А. «Ядерная физика», 1965, т. 2, с. 663.
65. Коалис Р. П., Немилев Ю. А., Садковский В. С. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1965, т. 29, с. 1192.
66. Suzuki A. e.a. «J. Phys. Soc. Japan», 1971, v. 30, p. 1523.
67. Hjorth S. A. «Arkiv. fiz.», 1967, Bd 55, S. 147.
68. Дмитриева Т. А. и др. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1974, т. 38, с. 2567.
69. Hansen L. F. e.a. «Phys. Rev.», 1967, v. 168, p. 917.
70. Исмаил Л. З. и др. В кн.: Программа и тезисы докл. XXVI Всесоюзного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Баку, 1976, с. 343.
71. Aizenberg-Selove F., Wardaski R. D. «Nucl. Phys. A», 1968, v. 116, p. 481.
72. Pullen D. J. e.a. «Nucl. Phys.», 1962, v. 36, p. 1.
73. Aizenberg-Selove F., Watson J. W., Middleton R. «Phys. Rev. B», 1965, v. 139, p. 592.
74. Hinds S., Middleton R. «Nucl. Phys.», 1966, v. 84, p. 651.
75. Hunsen O. e.a. «Nucl. Phys. A», 1968, v. 113, p. 75.
76. Hinds S. e.a. «Phys. Lett.», 1965, v. 17, p. 302.
77. Bjerregaard J. H., Hansen O., Nathan O. «Nucl. Phys. A», 1968, v. 107, p. 241.
78. Zander A. R., Kemper K. W., Fletcher N. R. «Nucl. Phys. A», 1971, v. 173, p. 273.
79. Patterson J. R., Poate J. M., Titterton E. W. «Proc. Phys. Soc.», 1965, v. 85, p. 1085.
80. Grag T. J. e.a. «Nucl. Phys. A», 1970, v. 144, p. 129.
81. Fuchs H., Oeschler H. «Nucl. Phys. A», 1973, v. 202, p. 396.
82. Boehle K., Meyer V., Müller H. H. «Helv. Phys. Acta», 1971, v. 44, p. 367.
83. Kellogy E. M., Zurmühle R. W. «Phys. Rev.», 1966, v. 152, p. 890.
84. Coker W. R. e.a. «Nucl. Phys. A», 1971, v. 168, p. 307.
85. Lucas T. B., Ober D. R., Johnson O. E. «Phys. Rev.», 1968, v. 167, p. 990.
86. Mo T., Blue R. A., Weller H. R. «Nucl. Phys. A», 1972, v. 197, p. 290.
87. Joyce J. M., Zurmühle R. W., Fou C. M. «Nucl. Phys.», 1969, v. 132, p. 629.

88. McQueen J. E., Jr. e.a. «Nucl. Phys. A», 1970, v. 151, p. 295.
89. Cheng-Ming Fou, Zurmühle R. W. «Phys. Rev. B», 1965, v. 140, p. 1283.
90. Werby M. F., Edwards S. «Nucl. Phys. A», 1973, v. 213, p. 219.
91. Bray K. H. e.a. «Nucl. Phys. A», 1972, v. 189, p. 35.
92. Bingham H. G. e.a. «Nucl. Phys. A», 1972, v. 173, p. 265.
93. Schiffer J. P., Morrison G. C., Zeidman R. H. «Rev. Phys.», 1967, v. 164, p. 1274.
94. Fletcher N. R., Marshall J. D., Davis R. H. «Nucl. Phys.», 1965, v. 70, p. 471.
95. Lüdecke H. e.a. «Nucl. Phys. A», 1968, v. 109, p. 676.
96. Bachelier D. e.a. «Nucl. Phys. A», 1972, v. 195, p. 361.
97. Bingham H. G., Kemper K. W., Fletcher N. R. «Nucl. Phys. A», 1971, v. 175, p. 374.
98. Зеленская Н. С. и др. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1971, т. 35, с. 193.
99. Константинова М. П. и др. «ЖЭТФ», 1962, т. 43, с. 388.
100. Craig R. M. e.a. «Nucl. Phys. A», 1967, v. 96, p. 367.
101. Keyser R. M., Blue R. A., Weller H. R. «Nucl. Phys. A», 1972, v. 186, p. 528.
102. Bigier R. E. e.a. «Phys. Rev. C», 1976, v. 13, p. 528.
103. Cords H., Din G. V., Robson B. A. «Nucl. Phys. A», 1969, v. 127, p. 95.
104. Czabanski R. e.a. Report INP N 805/PL, 1972.
105. Budzanowski A. e.a. Report INP N 838/PL, 1973.
106. Иферов Г. А. и др. «Ядерная физика», 1966, т. 3, с. 863.
107. Чернов И. П. В кн.: Программа и тезисы докладов XXV Всесоюзного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Ленинград, 1975, с. 353.
108. Камыс Б. и др. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1975, т. 39, с. 75.
109. Chang C. C., Ventura E. «Bull. Amer. Phys. Soc.», 1970, v. 15, p. 1599.
110. Satchler G. R. «Nucl. Phys.», 1964, v. 55, p. 1.
111. Бурмылов Е. М. и др. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1971, т. 35, с. 159.
112. Austern N. e.a. «Phys. Rev. B», 1964, v. 133, p. 3.
113. Werby M. F., Edwards S. «Phys. Rev. C», 1973, v. 8, p. 973.
114. Rost E., Shepard J. R. «Phys. Lett. B», 1975, v. 59, p. 413.
115. Madansky L., Owen G. E. «Phys. Rev.», 1955, v. 99, p. 1608.
116. Owen G. E., Madansky L. «Phys. Rev.», 1957, v. 105, p. 1766.
117. Honda T., Ui H. «Nucl. Phys.», 1962, v. 34, p. 593.
118. Honda T., Ui H. «Nucl. Phys.», 1962, v. 34, p. 609.
119. Honda T. e.a. «Nucl. Phys.», 1965, v. 65, p. 561; 1963, v. 44, p. 472.
120. Теплов И. Б. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1971, т. 35, с. 154.
121. Дмитриева Т. А., Теплов И. Б. «Ядерная физика», 1972, т. 15, с. 478.
122. Noble J. V., Coelho N. T. «Phys. Rev. C», 1971, v. 3, p. 1840.
123. Борбей Н., Долинский Э. И., Туровцев В. В. «Ядерная физика», 1968, т. 8, с. 492.
124. Лебедев В. М. и др. В кн.: Программа и тезисы докладов XXVII Всесоюзного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Ташкент, 1977, с. 172.
125. Kropp L., Forti P. «Nucl. Instr. and Methods», 1972, v. 104, p. 381.
126. Smolec W. e.a. «Nucl. Phys. A», 1976, v. 257, p. 397.
127. Warsh K. L., Temmer C. W., Blieden H. R. «Phys. Rev.», 1963, v. 131, p. 1690.
128. Priest J. P., Tendam D. J., Bleuler E. B. «Phys. Rev.», 1960, v. 119, p. 1301.
129. Warsh K. L., Edwards S. «Nucl. Phys.», 1965, v. 65, p. 382.
130. Holmgren H. D., Wolicki E. A. In: Proc. Rutherford. Jubilee Intern. Conf., Manchester 1961, Heywood a.Co., Ltd London, 1962, p. 541.
131. Austern N., Butler S. T., MacManus H. «Phys. Rev.», 1953, v. 92, p. 350.
132. Tanifuji M. «Nucl. Phys.», 1963, v. 49, p. 456.
133. Васильева О. И. и др. «Ядерная физика», 1972, т. 16, с. 460.
134. Теплов И. Б. Доктор. дис., НИИЯФ МГУ, 1972.

135. Agassi D., Wall N. S. «Phys. Rev. C», 1973, v. 7, p. 1368.
136. Meshel F. «Phys. Lett. B», 1976, v. 60, p. 229.
137. Зеленская Н. С., Теплов И. Б., Ющенко Т. А. «Ядерная физика», 1977, т. 26.
138. Gell-Mann M., Goldberger M. L. «Phys. Rev.», 1953, v. 31, p. 398.
139. Зеленская Н. С. и др. «Ядерная физика», 1967, т. 6, с. 66.
140. Alt E. O., Grassberger P., Sandhas W. «Nucl. Phys. A», 1969, v. 139, p. 209.
141. Заикин П. Н. и др. В кн.: Обработка и интерпретация физических экспериментов. Вып. 5. М., Изд-во МГУ, 1976, с. 48.
142. Cavaignac J. F., Longeque N., Honda T. «Nucl. Phys. A», 1971, v. 167, p. 207.
143. Werby M. F., Edwards S. «Nucl. Phys. A», 1974, v. 234, p. 1.
144. Talley T. L. e.a. «Bull. Amer. Phys. Soc.», 1966, v. 11, p. 337.
145. Regge A. T. «Nuovo cimento», 1959, v. 14, p. 951; 1960, v. 18, p. 947.
146. Chatwin R. A. e.a. «Phys. Rev. C», 1970, v. 1, p. 795.
147. Kondo Y. e.a. «Prog. Theor. Phys.», 1975, v. 53, p. 1006.
148. Von Oertzen W. «Nucl. Phys. A», 1970, v. 148, p. 529.
149. Fuller R. C. «Nucl. Phys. A», 1973, v. 216, p. 199.
150. Moshinsky M. «Nucl. Phys.», 1959, v. 13, p. 104.