

УДК 539.171.16

АНОМАЛЬНОЕ РАССЕЯНИЕ НАЗАД И КВАЗИМОЛЕКУЛЯРНАЯ СТРУКТУРА ЯДЕР

К. А. Гриднев,

ЛГУ, Ленинград

А. А. Оглоблин

Институт атомной энергии
им. И. В. Курчатова, Москва

Обзор посвящен актуальной проблеме физики ядра — рассеянию на большие углы сложных частиц: α -частиц, ионов ${}^6\text{Li}$ и др. Показывается, что в рамках традиционных подходов, таких, как дифракционная или оптическая модель, не удастся описать рассеяние назад. Обсуждаются модель глори-рассеяния, оптическая модель с l зависящей мнимой частью, реакции с участием обмена, метод полюсов Редже, отталкивающий остов и другие подходы, используемые для объяснения аномального рассеяния назад. Устанавливается связь между рассеянием назад и кластерной структурой ядер.

The present review is devoted to the urgent nuclear physics problem: large-angle scattering of complex particles such as α -particles, ${}^6\text{Li}$ ions etc. It is shown that, within the framework of traditional approaches, such as the diffractive or optical models, one has failed to describe the backward scattering. Glory scattering model, optical model with dependent imaginary part, exchange-involving reactions, Regge-pole method, repulsive-core approach and others used for the explanation of the anomalous backward scattering are discussed. A relationship between the backward scattering and the cluster structure is established.

ВВЕДЕНИЕ

Интерес к изучению упругого рассеяния ядер друг на друге возник в 50-х годах, когда была предложена оптическая модель рассеяния нуклонов и сделана естественная попытка применить понятие и аппарат оптической модели к рассеянию сложных частиц (дейтронов, α -частиц и более сложных ядер).

Как с точки зрения теоретического обоснования, так и с чисто прагматической, подгночной точки зрения, описание рассеяния сложных частиц потенциалом оказалось по сравнению с нуклонным рассеянием значительно более трудной задачей. До сих пор неясно, в какой степени задачу многих тел (например, рассеяние двух сложных ядер друг на друге) можно свести к движению точечной частицы в локальном и комплексном эффективном потен-

циале. Параметры потенциалов, извлекаемые из сравнения экспериментальных данных с расчетами по оптической модели, оказались подверженными многочисленным неоднозначностям, что затрудняло использование данных о рассеянии даже в чисто утилитарных целях, например для описания реакции передачи методом искаженных волн.

Ситуацию, которая существовала примерно до 1969 г., можно коротко охарактеризовать следующим образом. Вся совокупность экспериментальных данных, особенно на тяжелых ядрах, хорошо объяснялась в предположении, что существует сильное поглощение внутри ядра. Концепция сильного поглощения означает, что все парциальные волны с моментом ниже некоторого критического l_0 поглощаются ядром и не дают существенного вклада в рассеяние, а волны с $l > l_0$ рассеиваются и практически не поглощаются. Предельный случай такого подхода — модель черного ядра с резким краем, согласно которой модули элементов матрицы рассеяния S_l строго равны нулю для $l \leq l_0$ и единице для $l > l_0$. Лучшее согласие с экспериментом получается, если считать, что S_l плавно меняется от 0 до 1 в узкой области l .

На языке оптической модели концепция сильного поглощения означает, что рассеяние определяется лишь краем потенциала и не чувствительно к его поведению внутри. Поэтому потенциалы различной глубины, но имеющие одинаковый «хвост», одинаковым образом описывают рассеяние (в некоторых случаях глубина действительной части потенциала менялась от 20 до 1000 Мэв). Этот факт делает понятным наблюдающиеся неоднозначности потенциалов и, более того, показывает, что при сильном поглощении внутренняя часть потенциала не имеет физического смысла. Вычисленные по оптической модели с сильным поглощением значения S_l плавно меняются от 0 до 1 в небольшой области l вблизи некоторого критического значения l_0 , определяемого из величины барьера:

$$E = Z_1 Z_2 e^2 / r + l_0 (l_0 + 1) / (2\mu r^2). \quad (1)$$

Если сильное поглощение преобладает в рассеянии, то этот процесс является сравнительно мало интересным для изучения структуры ядра. Исследования конца 50-х и 60-х годов были в основном направлены на выяснение природы неоднозначности потенциалов, разработку методов использования этих потенциалов для расчета реакций, изучение свойств поверхности ядра.

Новый интерес к рассеянию сложных частиц появился после того, как были найдены отклонения от концепции сильного поглощения. Два экспериментально обнаруженных явления: аномально сильное рассеяние на большие углы и структуру функций возбуждения, невозможно по существу объяснить в рамках прежних представлений. Для описания этих явлений пришлось предполо-

жить, что парциальные волны с моментами вблизи l_0 поглощаются значительно слабее, чем это следовало из старых моделей. Прозрачность ядра для поверхностных парциальных волн приводит к появлению интерференции между волнами (рис. 1), отраженными от поверхности ядра, и волнами, отраженными от внутренней части ядра (центробежного барьера или отталкивающего остова). Интерференция этих волн проявляется в том, что элементы матрицы рассеяния S_l перестают плавно зависеть от l , обнаруживают немонотонный ход, в них наблюдаются выбросы (см. рис. 5).

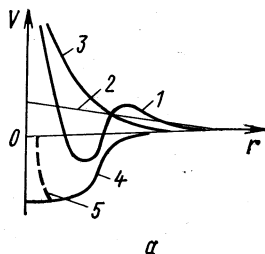
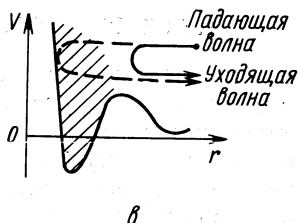
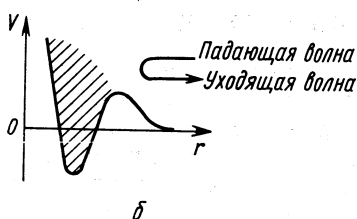


Рис. 1. Потенциал взаимодействия двух сталкивающихся ядер:

a — складываемые полного потенциала взаимодействия; b — случай сильного поглощения; c — случай слабого поглощения; заштрихованная область — зона поглощения; 1 — полный потенциал взаимодействия; 2 — кулоновский $Z_1 Z_2 e^2/r$; 3 — центробежный $\hbar^2 l(l+1)/(2\mu r^2)$; 4 — ядерный; 5 — отталкивающий остов



Слабое поглощение поверхностных парциальных волн делает возможным их орбитирование, что означает такое взаимодействие двух сталкивающихся ядер, когда они проводят некоторое время, вращаясь друг относительно друга, не теряя своей индивидуальности. Иными словами, образуется своеобразное состояние, напоминающее ядерную молекулу. Можно провести классическую аналогию, иллюстрирующую эффект орбитирования. Возьмем черный шарик, окруженный прозрачной оболочкой, и пусть на него луч света. При определенных условиях можно добиться того, что возникнет полное внутреннее отражение прошедшей световой волны, которая будет захвачена поверхностью ядра. Свет будет отражаться от оболочки и проходить внутрь, испытывая преломление. Слабое поглощение больших волн в поверхностном слое ядра и возникновение стоячей волны в нем резко увеличивают рассеяние назад по сравнению со случаем сильного поглощения. Меняя энергию налетающих частиц (длину волны), можно заставлять орбитировать разные волны последовательно друг

за другом, что будет соответствовать появлению резонансов на кривой возбуждения.

Основной интерес к изучению рассеяния ядер друг на друге связан именно с возможностью получать и исследовать ядерные молекулярно-подобные системы. Особенно заманчивым представляется изучение влияния отталкивающего остова, существование которого для взаимодействия квазимолекулярного типа естественно вытекает из принципа Паули.

В настоящем обзоре будет рассмотрена только одна сторона всей задачи о рассеянии сложных частиц, а именно интенсивное рассеяние на большие углы, получившее из-за неожиданно большого сечения название аномального. Как будет показано, аномальное рассеяние назад (АРН) во многих случаях непосредственно связано с молекулярными эффектами ядерной структуры. Помимо обсуждавшегося выше орбитирования АРН при столкновении ядер сравнимой массы иногда является следствием передачи группировки частиц (кластера) от одного ядра к другому. Это обстоятельство делает АРН средством изучения кластерных эффектов в основных состояниях ядер.

1. ОСНОВНЫЕ ОСОБЕННОСТИ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ

Напомним очень коротко основные особенности упругого рассеяния ядер друг на друге и методы его описания. При классическом описании рассеяния, которое для тяжелых ионов обычно является хорошим приближением, сталкивающиеся ядра движутся по траекториям и имеется однозначная связь между расстоянием наибольшего сближения D и углом рассеяния Θ :

$$D = \eta (1 + \operatorname{cosec} \Theta/2)/k, \quad (2)$$

где $\eta = Z_1 Z_2 e^2 / (\hbar v)$ — кулоновский параметр; $k = \sqrt{2\mu E/\hbar^2}$ — волновое число. На больших расстояниях в области действия кулоновских сил частицы рассеиваются на малые углы. С уменьшением расстояния сталкивающиеся ядра начинают проникать друг в друга, начинается поглощение и сечение резко падает по сравнению с Резерфордским. Из соотношений (1) и (2) можно определить критические значения момента l_0 и угла Θ , если в качестве радиуса поглощения R_0 взять расстояние касательного столкновения.

Едиственное строгое утверждение, которое можно сделать о рассеянии, состоит в том, что амплитуда рассеяния выражается в виде хорошо известного разложения по парциальным волнам:

$$f(\Theta) = f_c(\Theta) + \frac{i}{2k} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \exp(2i\sigma_l) (1 - S_l) P_l(\cos \Theta) \quad (3)$$

(где $f_c(\Theta)$ и σ_l — кулоновские амплитуда и фаза), включающего в себя элементы матрицы рассеяния:

$$S_l = A_l \exp(2i\sigma_l); \quad A_l = |S_l| \leq 1.$$

Величина A_l называется коэффициентом отражения. При отсутствии поглощения $A_l = 1$.

Из анализа экспериментальных данных хорошо известно, что вид угловых распределений довольно четко определяется соотношением между η и kR (рис. 2). При малых η и больших ($\gg 1$)

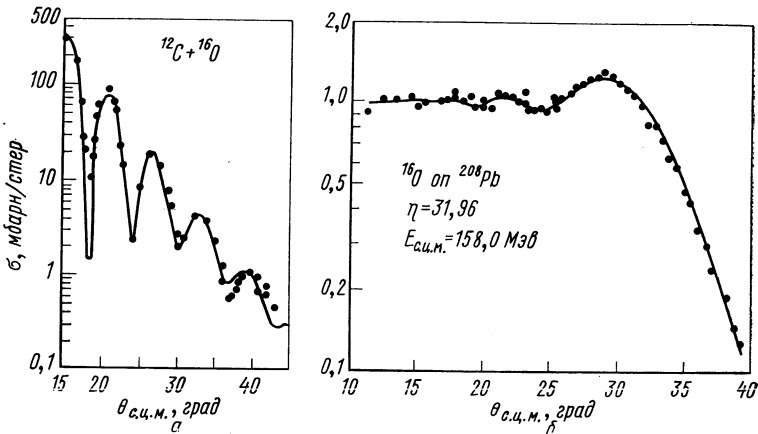


Рис. 2. Примеры дифракции Фраунгофера (а) и Френеля (б):
 ● — эксперимент; — — оптическая модель

kR угловые распределения имеют характер дифракции Фраунгофера, при $\eta \approx kR \gg 1$ — дифракции Френеля, при больших $\eta (\geq 6)$ и малых kR угловые распределения безструктурны и в большом диапазоне углов сечение является резерфордским.

Вся информация о ядерном взаимодействии заключена в элементах матрицы рассеяния S_l . Фазовый анализ в случае рассеяния тяжелых ионов практически неосуществим из-за большого числа парциальных волн. Для анализа экспериментальных данных существуют два основных модельных подхода.

Первый из них — это модели параметризации фаз, состоящие в том, что функциональный вид элементов матрицы рассеяния угадывается на основе некоторых общих соображений. Сюда относятся уже упоминавшаяся модель черного ядра с резким краем, в которой принималось, что $|S_l| = 0$ при $l \leq l_0$ и $|S_l| = 1$ при $l > l_0$, и модели с плавным изменением S_l . Например, для описания сильного поглощения часто используется

трехпараметрическая модель с зависимостями фермиевского типа (рис. 3, а):

$$\left. \begin{aligned} |S_l| &= \{1 + \exp [(l - l_0)/\Delta]\}^{-1}; \\ \delta_l &= \delta \{1 + \exp [(l - l_0)/\Delta]\}^{-1}. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Удобны для анализа рассеяния так называемые диаграммы Аргана, которые применяются в основном в физике высоких

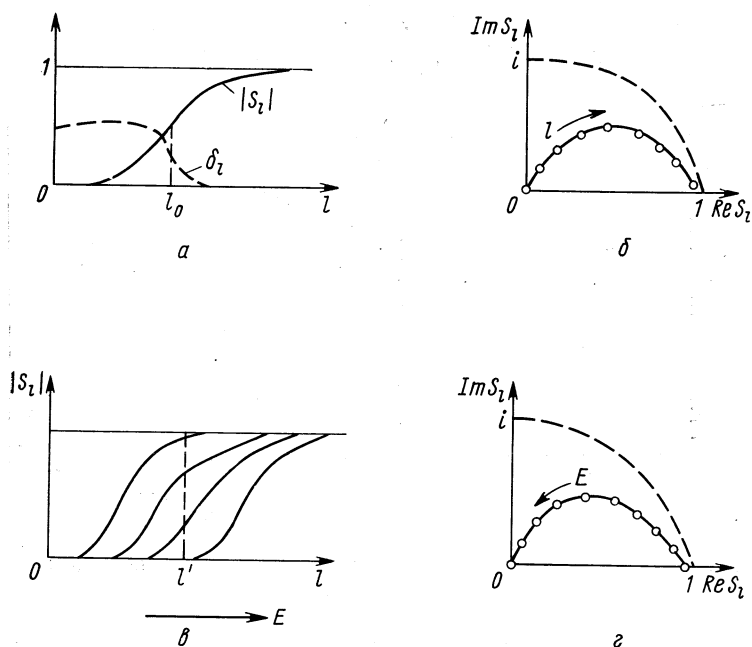


Рис. 3. Параметризация элементов матрицы рассеяния и диаграммы Аргана:

а — параметризация $|S_l|$ и фазы δ_l зависимостями фермиевского типа; б — диаграмма Аргана для фиксированной энергии; в — величины $|S_l|$ для разных энергий; г — диаграмма Аргана для фиксированного l

энергий (см., например, работу [1]), т. е. зависимости $Im S_l$ от $Re S_l$, при этом ведут себя нормально, не давая «петель», отвечающих резонансам. Параметризация резонансов будет рассмотрена позднее. Модели параметризации фазы требуют сравнительно небольших вычислений и позволяют изучать влияние индивидуальных фазовых сдвигов на сечение.

Второй и наиболее популярный подход — это оптическая модель. Ее основное преимущество состоит в возможности единого описания рассеяния частиц равной массы, заряда, энергии в условиях сильного и слабого поглощения. Это делает

оптическую модель незаменимой при анализе большой совокупности разнородных данных. Практически во всех расчетах используется потенциал Вудса — Саксона

$$U = V_0 f_V(r) + iW_0 f_W(r) \tag{5}$$

с радиальной зависимостью

$$f_V(r) = \{1 + \exp [(r - R)/a]\}^{-1};$$

$$f_W(r) = \{1 + \exp [(r - R)/a]\}^{-1}; f'_W = \frac{d}{dr} f_W(r), \tag{6}$$

а значения радиуса R и диффузности a берутся как одинаковыми для действительной и мнимой частей, так и разными. Замена

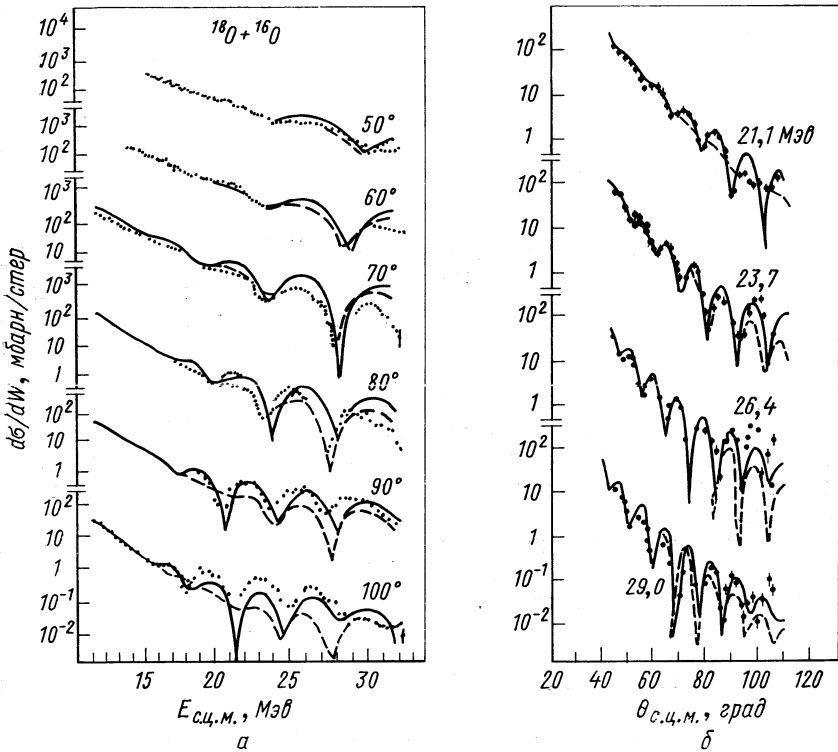


Рис. 4. Функции возбуждения (а) и угловые распределения рассеяния (б) $^{18}O + ^{16}O$:

сплошные кривые — расчеты по оптической модели со слабым поглощением; пунктирные — с сильным поглощением. Параметры потенциалов приведены в тексте

поверхностного поглощения на объемное для тяжелых ионов не дает заметного отличия.

В качестве примера приведем сильный поглощающий потенциал для тяжелых ионов, полученный в работе [2] и имеющий пара-

метры: $V = 100 \text{ Мэв}$, $W = 40 \text{ Мэв}$, $r_{0V} = r_{0W} = 1,20 \text{ ферми}$, $a_V = 0,49 \text{ ферми}$, $a_W = 0,32 \text{ ферми}$. Потенциалы такого типа хорошо описывают рассеяние вперед, но они не в состоянии воспроизвести угловые распределения под большими углами.

Примером слабопоглощающего потенциала является потенциал Маера [3], предложенный для описания рассеяния ионов ^{16}O и имеющий параметры: $V = 17 \text{ Мэв}$, $W = 0,4 + 0,1 E_{\text{с.м.}} \text{ Мэв}$, $r_{0V} = r_{0W} = 1,35 \text{ ферми}$, $a_V = a_W = 0,49 \text{ ферми}$.

Функции возбуждения и угловые распределения рассеяния $^{16}\text{O} + ^{18}\text{O}$ приведены на рис. 4. Экспериментальные данные срав-

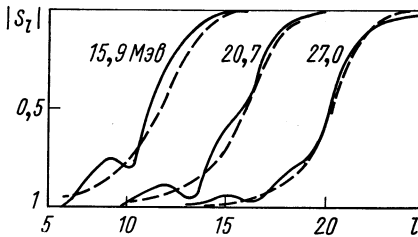


Рис. 5. Модули элементов матрицы рассеяния, которые описывают данные, приведенные на рис. 4: сплошные кривые соответствуют слабому поглощению; пунктирные — сильному

ражения в случае слабого поглощения обнаруживают немонотонности, о которых упоминалось выше. Величины $|S_l|$ для сильного поглощения по существу являются средними значениями по отношению к предыдущему случаю, сглаживая указанные выбросы.

Не будем здесь останавливаться на многочисленных вопросах, связанных с применением оптической модели, и перейдем к аномальному рассеянию назад.

2. АНОМАЛЬНОЕ РАССЕЯНИЕ НАЗАД (ЭКСПЕРИМЕНТ)

Под аномальным рассеянием назад (АРН) понимаются большие и осциллирующие сечения при углах примерно от 130 до 180° . АРН превышает иногда резерфордское рассеяние на два и более порядка. Иллюстрацией этому служит обширный материал, накопленный при изучении рассеяния α -частиц на ядрах: ^{12}C , $^{14,15}\text{N}$, $^{16,18}\text{O}$, ^{24}Mg , ^{28}Si , ^{32}S , $^{36,38}\text{Ar}$, ^{39}K , $^{40,42,44,48}\text{Ca}$ при энергиях α -частиц выше кулоновского барьера [4]. Типичное угловое распределение упругорассеянных α -частиц с энергией 22 — 24 Мэв на ядрах ^{15}N , $^{16,18}\text{O}$ приведено на рис. 6, который взят из работы [5].

Аномальное рассеяние назад проявляется не только при рассеянии α -частиц, но и при рассеянии ионов ${}^6\text{Li}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{28}\text{Si}$. Типичное угловое распределение упругорассеянных ионов ${}^6\text{Li}$ на ядрах ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{40}\text{Ca}$ дано на рис. 7, приведенном из работы [6]. Следует отметить, что АРН наблюдается наиболее четко в основном на ядрах, имеющих α -кластерную природу $4 \leq A \leq 48$. В этой связи представляет интерес эффект заполнения оболочек ядер мишеней в АРН. В настоя-

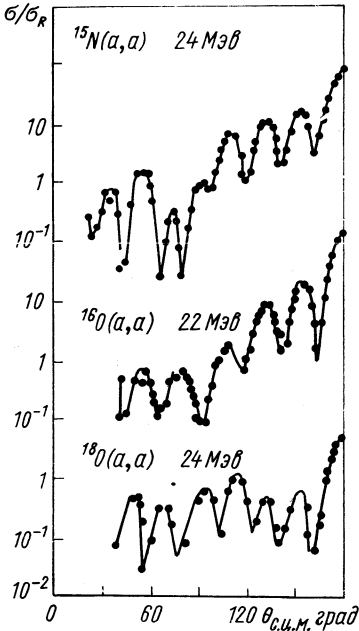


Рис. 6. Дифференциальные сечения упругого рассеяния α -частиц на ядрах ${}^{15}\text{N}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{18}\text{O}$

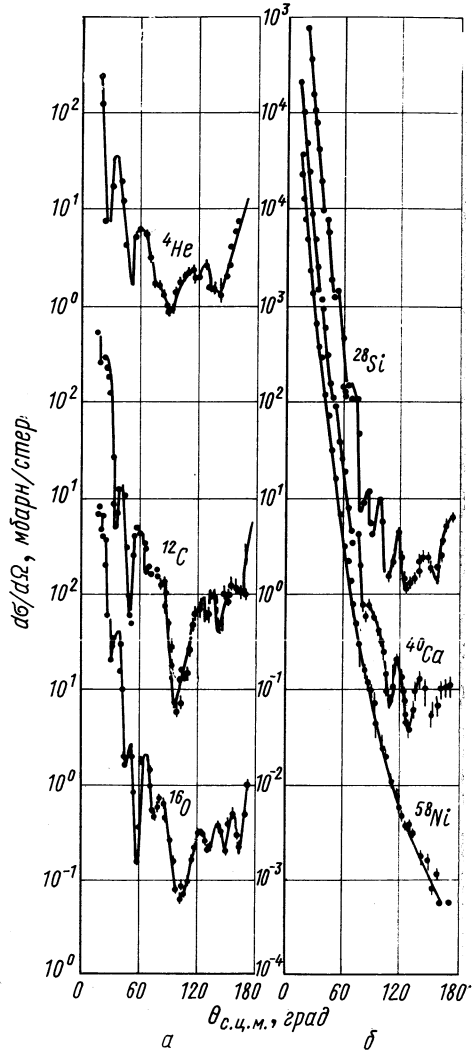


Рис. 7. Дифференциальные сечения упругого рассеяния ионов ${}^6\text{Li}$ на ядрах: а — ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$; б — ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{40}\text{Ca}$, ${}^{58}\text{Ni}$

щее время имеется обширный материал по рассеянию α -частиц на изотопах углерода, азота, кислорода, серы, аргона, калия и кальция [4, 5, 7], позволяющий установить ряд закономерностей.

Все ядра между ${}^9\text{Be}$ и ${}^{48}\text{Ca}$, где $N = Z$ и $N = Z + 1$, показывают АРН, которое медленно меняется с энергией налетающих частиц. АРН проявляется в тяжелых изотопах, если заполняется та же самая оболочка легкого изотопа с $N = Z$ и $N = Z + 1$; наоборот, наблюдается подавление АРН, если два избыточных нейтрона попадают в следующую внешнюю оболочку. Например,

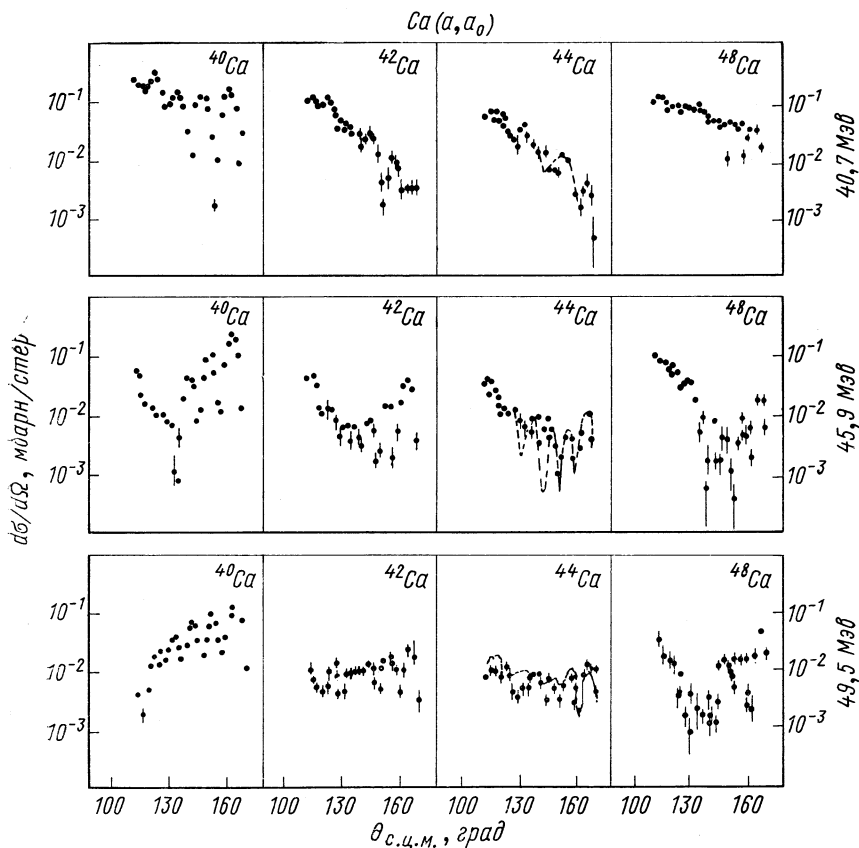


Рис. 8. Экспериментальные угловые распределения АРН α -частиц на изотопах Са при разных энергиях

АРН наблюдается в ${}^{36}\text{Ag}$ и сохраняется в ${}^{38}\text{Ag}$ (с двумя добавочными d -нейтронами) и подавляется в ${}^{40}\text{Ag}$ (с двумя $f_{7/2}$ -нейтронами).

Интересно поведение АРН на изотопах Са по мере заполнения оболочки $f_{7/2}$ (рис. 8). На концах оболочки в ${}^{40}\text{Ca}$ и ${}^{48}\text{Ca}$ АРН наблюдается, но подавляется в ${}^{42,44}\text{Ca}$. Такое подавление можно объяснить связью нейтронов с уровнями вращательной полосы.

Расчеты по оптической модели, проведенные Гаулем [4], показали, что никаким средним оптическим потенциалом нельзя описать рассеяние на соседних ядрах и изотопах. Необходимы дополнительные предположения о механизме реакции. Ниже опишем существующие способы объяснения АРН.

3. ПРОСТЕЙШИЕ ОБЪЯСНЕНИЯ АРН

Все простейшие способы объяснения АРН так или иначе связаны с влиянием углового момента, соответствующего касательному соударению. Выше уже отмечалось, что потенциал со слабым поглощением позволяет в рамках оптической модели описать в первом приближении АРН, при этом в модулях S_l -матрицы при моменте, соответствующем касательному соударению, наблюдается выброс (см. рис. 5). Именно поэтому Грунн и Уолл [8], чтобы описать рассеяние α -частиц на ^{40}Ca с энергией $30,5 \text{ Мэв}$, предположили, что имеет место резонанс в районе поверхности ядра. Исходя из этого, они сделали провал в гладкой функции S_l -матрицы при том моменте, который соответствует поверхности ядра $l_s \sim ka$:

$$S_l = \{1 + \exp[(l - l_0)/\Delta]^{-1} - \mu_s \delta(l - l_0)\} \quad (7)$$

и им удалось описать рассеяние α -частиц на ядре ^{40}Ca .

Другая попытка объяснить АРН в рамках дифракционной модели принадлежит И. А. Губкину [9]. По его объяснению, АРН обусловлено отражением падающей волны на поверхности ядра вследствие внезапного изменения длины волны при переходе из внешней области ядра во внутреннюю. Учет отражения приводит к следующей параметризации S_l -матрицы:

$$S_l = \eta_l + C \exp(i\pi l) [1 - \eta_l]. \quad (8)$$

Множитель $\exp(i\pi l)$ приводит к усилению потока в направлении π .

Исходя из оптических аналогий, Форд и Уиллер [10], а также Брант и Ярми [11] показали, что рассеяние в области углов $140^\circ - 180^\circ$ можно рассматривать как глори-рассеяние. В оптике термин «глори» был впервые введен Ван-де-Хюлстом [12]. Это явление можно наблюдать, если стоять на вершине горы; тогда можно видеть свою тень, спроектированную на облако или слой легкого тумана. При этом можно заметить постепенное возрастание интенсивности света по направлению к голове тени, а при благоприятных условиях вокруг головы появляется несколько окрашенных колец (внутри голубое, снаружи красное). Объяснение этого явления заключено в диаграмме рассеяния света отдельной каплей. Глори-явление наблюдается и в ядерном рассеянии, его сущность хорошо иллюстрируется рис. 9.

Сечение упругого рассеяния для задних углов в случае бесспиновых частиц дается формулой:

$$\begin{aligned} d\sigma/d\Omega &= AJ_0^2(u); \\ u &= kR_g \sin(\pi - \Theta), \end{aligned} \quad (9)$$

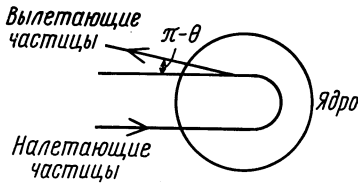


Рис. 9. Диаграмма, иллюстрирующая происхождение глорирассеяния

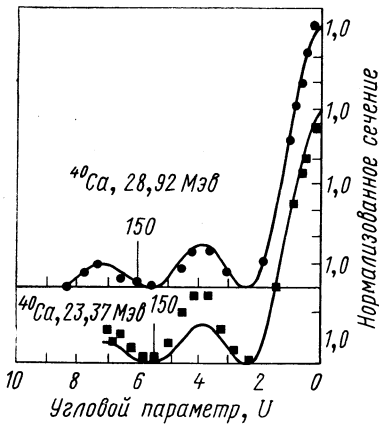


Рис. 10. Описание рассеяния α -частиц на ядре ^{40}Ca с помощью глори-модели. Сечение нормировано на 1 при $\Theta = 180^\circ$

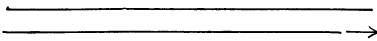
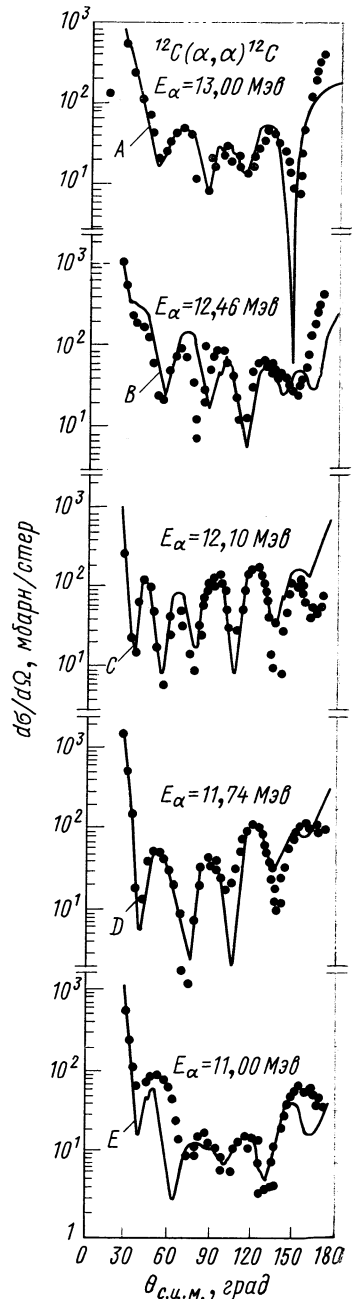


Рис. 11. Угловые распределения и подгонка с несколькими резонансными фазами по поглощающей модели упругого рассеяния α -частиц на ядре ^{12}C при разных энергиях



где R_g — радиус взаимодействия; k — волновое число налетающей частицы в системе центра масс; Θ — угол рассеяния; A — нормировочный множитель.

На рис. 10, взятом из работы [11], приведено рассеяние α -частиц на ядре ^{40}Ca с помощью глори-модели. Глори-рассеяние связано также, как уже упоминалось вначале, с угловым моментом, соответствующим касательному соударению. Это видно очень хорошо из следующего соотношения:

$$\lim_{l \rightarrow \infty} P_l(\cos \Theta) = J_0(l\Theta). \quad (10)$$

Интересно заметить, что радиус взаимодействия в глори-модели в области задних углов получается меньшим, чем при подгонке передних углов по дифракционной формуле. Впервые этот факт был отмечен в работе Бобровска и др. [13]. В другой работе [14] этот же эксперимент [13] был обработан с помощью оптической модели. При этом было показано, что оптическо-модельную подгонку можно осуществить, если передние и задние углы подгонять раздельно.

В некоторых случаях [15] при рассеянии α -частиц под задними углами в функциях возбуждения обнаруживаются резонансы. Самый простой способ описания резонанса осуществляется введением члена Брейта — Вигнера в амплитуду рассеяния в следующем виде:

$$S_l = \exp(2i\eta_l) \left[1 - i \sum_R \frac{\Gamma_0}{E - E_R + i\Gamma/2} \right]. \quad (11)$$

Картер и др. [16] применили поглощающую модель с резонансными фазами, чтобы интерпретировать рассеяние α -частиц в интервале энергий 11—19 $M\text{эв}$ на ядре ^{12}C . Экспериментальные угловые распределения и подгонка с несколькими резонансными членами для реакции $^{12}\text{C}(\alpha, \alpha)^{12}\text{C}$ приведены на рис. 11. Видно, что согласие расчетов с экспериментом удовлетворительное. Такой путь описания АРН возможен тогда, когда в функциях возбуждения прослеживаются резонансы. Однако необходимо подчеркнуть, что АРН имеет место и в тех случаях, когда резонансы не наблюдаются. Примеры этого будут рассмотрены ниже.

4. ОБМЕН КЛАСТЕРАМИ МЕЖДУ ДВУМЯ ТОЖДЕСТВЕННЫМИ ОСТАВАМИ

Простейшие взаимодействия в атомной физике — это взаимодействие обменом электроном между протоном и атомом водорода. Обмен нуклонами между двумя ядерными остовами впервые был рассмотрен Теммером [17]. Можно показать, исходя из общих положений квантовой механики, что в рассеянии $A^1(B, B)A^1$

существует большой вклад от обменной передачи $A^I(B, A)B^I$, если ядро B имеет большую приведенную ширину относительно развала: $B = A + C$ [18]. Из рис. 12 хорошо видно различие между упругим рассеянием $A^I(B, B)A^I$ и реакцией обменной передачи $A^I(B, A)B^I$.

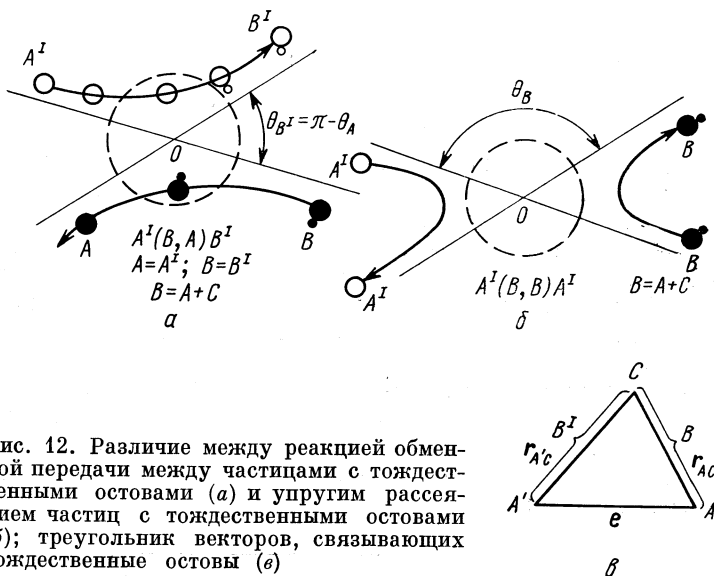


Рис. 12. Различие между реакцией обменной передачи частицами с тождественными остовами (а) и упругим рассеянием частиц с тождественными остовами (б); треугольник векторов, связывающих тождественные остовы (в)

На расстояниях, когда волновые функции уже перекрываются, обменное взаимодействие как функция расстояния между остовами дается обменным интегралом $J(\mathbf{R})$ (см. обозначения на рис. 12):

$$J(\mathbf{R}) = \int \Phi_{B^I}(\mathbf{r}_{AC}) V_{B^I}(\mathbf{r}_{AC}) \Phi_B(\mathbf{r}_{A^I B}) d\mathbf{r}_{AC}, \quad (12)$$

где $\mathbf{R} > \mathbf{r}_{A^I C}$, \mathbf{r}_{AC} ; $\mathbf{r}_{AC} = \mathbf{r}_{AC} - \mathbf{R}$. На больших расстояниях \mathbf{R} между остовами взаимодействие будет иметь радиальную зависимость в следующей форме: $\exp(-\alpha R)/\alpha R$, где $\alpha = \sqrt{2\mu_C E_B}/\hbar^2$; E_B — энергия связи частицы C с остовом.

Если ввести амплитуды рассеяния $f_I(\Theta)$ и $f_{II}(\Theta)$, которые получаются сложением (I) или вычитанием (II) взаимодействия $J(\mathbf{R})$ относительно оптического потенциала, то дифференциальные сечения упругого рассеяния σ_{BB} и обменного процесса σ_{BA} будут выглядеть следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{BB}(\Theta_B) &= |[f_I(\Theta_B) + f_{II}(\Theta_B)]/2|^2; \\ \sigma_{BA}(\Theta_A) &= \sigma_{BB'}(\pi - \Theta_B) = |[f_I(\Theta_A) - f_{II}(\Theta_A)]/2|^2. \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

Дифференциальное сечение обменного процесса σ_{BA} дает подъем дифференциального сечения над задними углами. Если $J(\mathbf{R}) = 0$, то $f_I(\Theta) = f_{II}(\Theta)$ и σ_{BB} — обычное упругое рассеяние; $\sigma_{BA} = 0$.

В реакции $A^I(B, A)B^I$ принципиально нельзя решить к какому процессу относится вылетающая частица: к упругому рассеянию $A^I(B, B)A^I$ или к процессу передачи. Углы вылета двух процессов выражаются один через другой: $\Theta_{B'} = \pi - \Theta_A$, а их амплитуды должны складываться. Чтобы лучше понять обменный процесс, рассмотрим, согласно Фон Эртцену [18], полуклассическую трактовку процесса рассеяния в случае идеальной локализации волновых пакетов. Будем рассматривать процесс обмена во времени, т. е. нестационарный процесс. В этом случае суперпозиция состояний (I) и (II) с их волновыми функциями $\Psi_I(\mathbf{R}) = (\varphi_B + \varphi_{B^I})/\sqrt{2}$, $\Psi_{II}(\mathbf{R}) = (\varphi_B - \varphi_{B^I})/\sqrt{2}$ может быть представлена следующим уравнением:

$$\begin{aligned} \Phi(t) = & A \left\{ \Psi_I \exp \left[-i \int_{-\infty}^t \frac{J(\mathbf{R})}{\hbar} dt \right] + \right. \\ & \left. + \Psi_{II} \exp \left[-i \int_{-\infty}^t \frac{J(\mathbf{R})}{\hbar} dt \right] \right\} = \varphi_{B^I} \cos \left[\int_{-\infty}^t \frac{J(\mathbf{R})}{\hbar} dt \right] + \\ & + i\varphi_B \sin \left[\int_{-\infty}^t \frac{J(\mathbf{R})}{\hbar} dt \right] = \varphi_{B^I} C_1(t) + i\varphi_B C_2(t). \end{aligned} \quad (14)$$

Мы интересуемся ситуацией при $t \rightarrow +\infty$, т. е. после соударения. Интеграл по времени от обменного взаимодействия есть функция действия $S = \int_{-\infty}^{\infty} J(\mathbf{R}(t)) dt$. Вероятности нахождения частицы C вместе с остовом A или A^I даются соответственно квадратами модулей коэффициентов C_1 и C_2 :

$$|C_1(t)|_{t \rightarrow \infty}^2 = \cos^2[S/\hbar]; \quad |C_2(t)|_{t \rightarrow \infty}^2 = \sin^2[S/\hbar].$$

Это лучше всего представить идеализированной картиной, которая характеризует процесс обмена с изменением расстояния между остовами во времени и приведена на рис. 13.

В рассмотрении процесса обмена предполагалось, что спины остовов равны нулю, а также что обмен частицей C осуществляется с угловым моментом $l = 0$ вблизи кулоновского барьера. По существу метод Фон Эртцена — это метод линейной комбинации ядерных орбиталей (ЛКЯО), который полностью соответствует в атомной физике методу линейной комбинации атомных орбиталей (ЛКАО) [19].

Полная волновая функция в методе молекулярных функций

$$\Psi^+(\mathbf{R}, \mathbf{r}_c) = \sum_p \chi_p(\mathbf{R}) \Psi_p(\mathbf{R}, \mathbf{r}_c), \quad (15)$$

где $\chi_p(\mathbf{R})$ — волновая функция относительного движения остовов; $\Psi_p(\mathbf{R}, \mathbf{r}_c)$ — волновая функция валентной частицы C , зависящая от \mathbf{R} расстояния между остовами. Волновая функция валент-

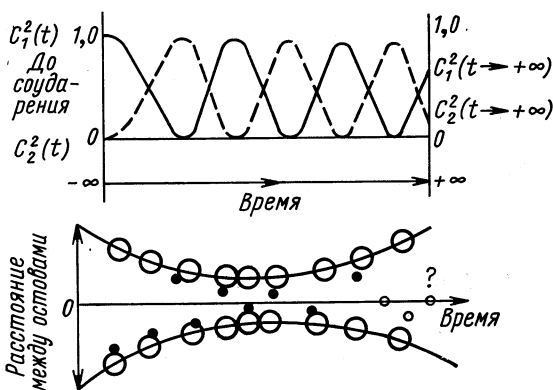


Рис. 13. Процесс обмена с изменением расстояния между остовами во времени

ной частицы в методе ЛКЯО будет выражаться через ядерные орбитали $\Psi_{lm}(\mathbf{r}_{AC})$ и $\Psi_{l'm'}(\mathbf{r}_{A'C'})$ этой частицы:

$$\Psi_p^{\lambda J}(\mathbf{R}, \mathbf{r}_c) = N(\mathbf{R}) [\varphi_{lm}(\mathbf{r}_{AC}) \pm \varphi_{l'm'}(\mathbf{r}_{A'C'})] / \sqrt{2}. \quad (16)$$

Под индексом p понимается четная или нечетная функция; λ — проекция углового момента J на молекулярную ось.

Для четных и нечетных волновых функций имеет место система развязанных уравнений

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla_{\mathbf{R}}^2 + U_{AA'}(\mathbf{R}) + \langle \Psi_p^{\lambda J} | H | \Psi_p^{\lambda J} \rangle \right) \chi_p^{\lambda J}(\mathbf{R}) = 0, \quad (17)$$

где H — гамильтониан молекулярной системы; $U_{AA'}(\mathbf{R})$ — остов-остов потенциал, который берется обычно из оптической модели; матричный элемент $\langle \Psi_p^{\lambda J} | H | \Psi_p^{\lambda J} \rangle = J^{\lambda J}(\mathbf{R})$ — обменное взаимодействие. Как показали Баур и Гельбке [20], метод искаженных волн (МИВ) и метод линейной комбинации ядерных орбиталей дают одни и те же результаты.

Итак, предположим, что основной вклад в рассеяние под задними углами приносят реакции обмена. В этом случае сече-

ние упругого рассеяния будет определяться следующим выражением:

$$\begin{aligned}\sigma(\Theta, E) &\approx |f_g(E, \pi - \Theta) - f_u(E, \pi - \Theta)|^2 = \\ &= |f_u|^2 + |f_g|^2 - 2|f_u||f_g|\cos(\beta_u - \beta_g) = \\ &= |f_u - f_g|^2 + 4|f_u||f_g|\cos^2(\alpha/2 + \pi/4); \quad \alpha = \beta_u - \beta_g, \quad (18)\end{aligned}$$

где f_u — амплитуда рассеяния, соответствующая антисимметричной волновой функции; f_g — амплитуда рассеяния, соответствующая симметричной волновой функции.

Если считать, что $f_u \sim f_g$, то, согласно (18), осциллирующая часть сечения в зависимости от энергии и предположений о независимости от параметра соударения должна быть пропорциональна $\cos^2(\alpha/2 + \pi/4)$, где $\alpha/2 = \Delta E \Delta R / (\pi v)$. Осциллирующая часть сечения имеет тот же вид, что и в формуле Ландау — Зенера — Штюкельберга, описывающей вероятность перехода в неупругий канал в случае атомных столкновений [21]. Такие осцилляции функции возбуждения были наблюдаемы Келетером, Грихусом, Майер-Борике [22]. Эти авторы исследовали рассеяние α -частицы на ядре ${}^7\text{Li}$ в интервале энергий 8,6—12,5 и 17—22,5 *Мэв* при углах 54,2; 72,4 и 89,8°.

Осциллирующая часть функции возбуждения приведена на рис. 14. Следует заметить, что такие осцилляции в функциях возбуждения наблюдались значительно раньше в атомных столкновениях в процессах зарядового обмена (в нашей терминологии — это упругая передача), например в реакции $\text{Na}^+ + \text{Ne} \rightarrow \text{Na} + \text{Ne}^+$ [23]. Порядок величины $\Delta E \Delta R$, извлеченный из эксперимента, такой же, как и в случае ядерных столкновений, т. е. примерно $3 \cdot 10^{-7}$ эв·см.

Если проводить параллель между атомными и ядерными столкновениями дальше, то следует рассмотреть неупругие каналы рассеяния. В неупругих каналах в случае атомных столкновений наблюдалась осциллирующая структура полных сечений [24], например в процессе $\text{Na}^+ + \text{Ne} \rightarrow \text{Na}^+ + \text{Ne}^+ \rightarrow \lambda 735,9 \text{ \AA}$ (рис. 15). Эта структура интерпретировалась как интерференция соседних по энергии квазимолекулярных термов. В неупругих столкновениях ядерных частиц также наблюдалась осциллирующая структура в функциях возбуждения, например, в работе [5]. Видимо, здесь также имеет место интерференция квазимолекулярных состояний. Не случайно обращается здесь внимание на изучение функций возбуждения в процессах обмена, так как такое направление нам представляется перспективным.

Классический пример, убедительно показывающий роль обменных процессов в упругом рассеянии, — это упругое рассеяние ионов кислорода на ядре ${}^{12}\text{C}$ [18]. Упругое рассеяние ионов ${}^{16}\text{O}$ на ядре ${}^{12}\text{C}$ при энергии 35 *Мэв* представлено на рис. 16. Вклад

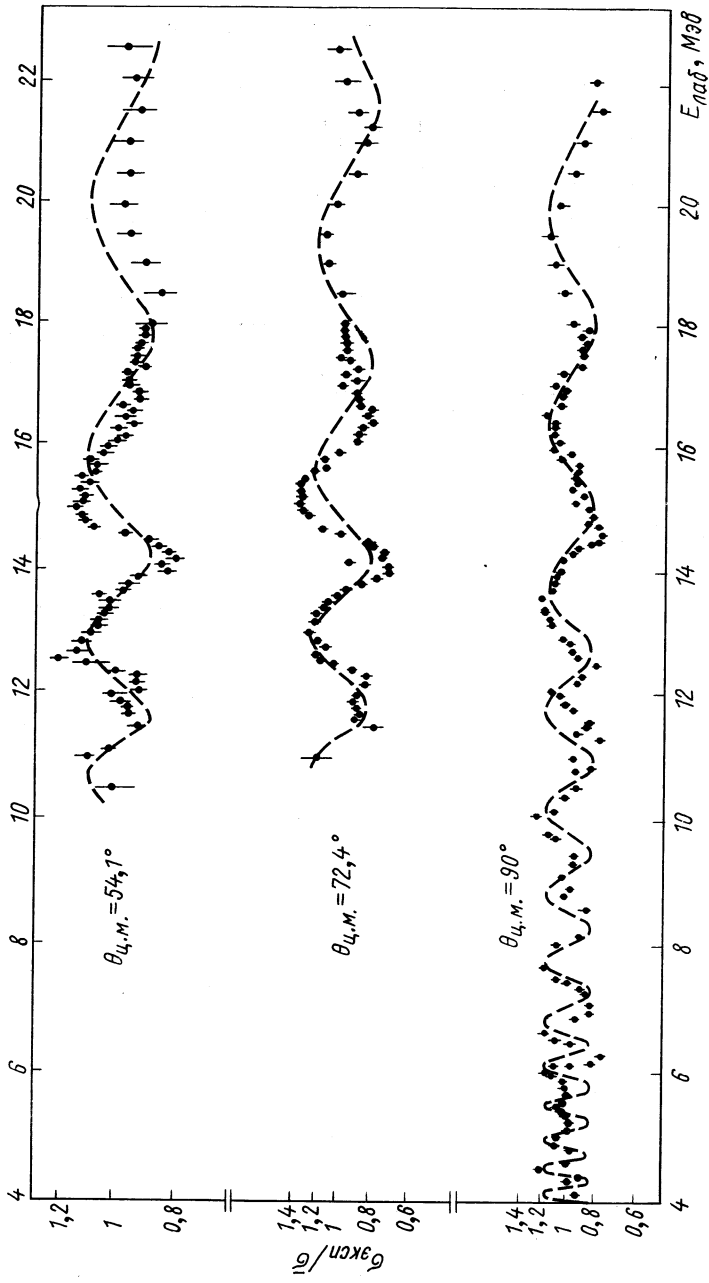


Рис. 14. Осциллирующая часть функции возбуждения реакции ${}^7\text{Li}$ (α , α) ${}^7\text{Li}$: пунктирная кривая соответствует функции, зависящей от времени $1 + \beta \cos(2\alpha/\sqrt{E})$

обменных процессов рассчитывался методом искаженных волн. Видно, что обратные углы объясняются конкурирующей α -пере-

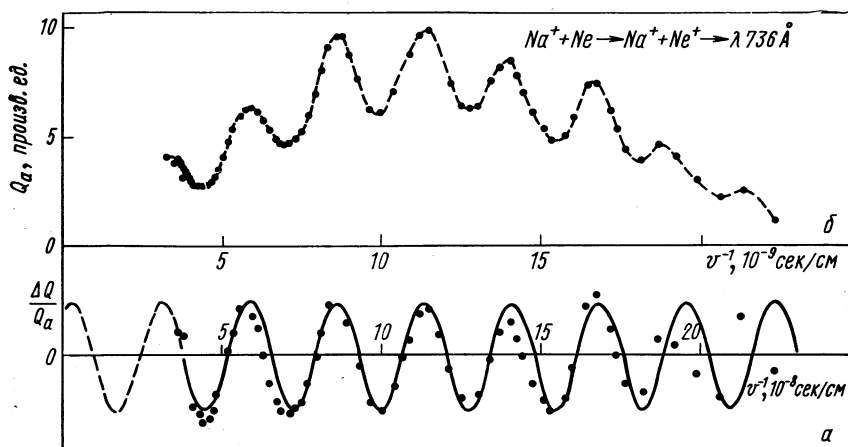


Рис. 15. Зависимость полного сечения Q_α и осциллирующей части $\Delta Q/Q_\alpha$ сечения взаимодействия ионов Na^+ с атомами Ne Q_c от времени

дачей ^{12}C , $(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{16}\text{O}$, которая связывается с упругим рассеянием соотношением $\theta_{\text{с.п.м}}(^{12}\text{C}) = \pi - \theta_{\text{с.п.м}}(^{16}\text{O})$. Большое сечение процесса передачи при задних углах объясняется тем фактом, что начальные и конечные конфигурации тождественны.

Особый интерес представляет исследование обмена в простейшей системе, где возможен обмен кластерами — это рассеяние дейтронов и α -частиц на ядре ^6Li . В настоящее время с достаточной достоверностью установлено, что ^6Li имеет кластерную структуру типа $\alpha + d$, которая проявляется в различных ядерных взаимодействиях ^6Li (см., например, работу [25]). Поэтому при рассеянии α -частиц и дейтронов на большие углы неизбежно должно возникать сильное рассеяние назад.

Дифференциальные сечения рассеяния $^6\text{Li} + d$ и $^6\text{Li} + \alpha$ [26] приведены на рис. 17. Видно, что действительно имеет место сильное возрастание сечения под большими углами. Пик назад очень отчетливо наблюдается в рассеянии $^6\text{Li} + \alpha$ и при энергии

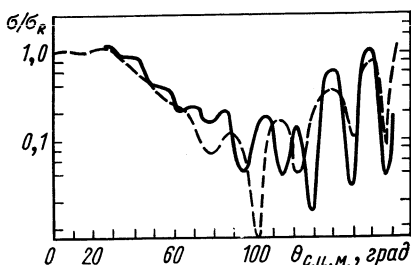


Рис. 16. Упругое рассеяние ионов ^{16}O на ядре ^{12}C при энергии 35 Мэв : сплошная кривая — экспериментальная; пунктирная — расчетная по оптической модели с учетом обменного взаимодействия

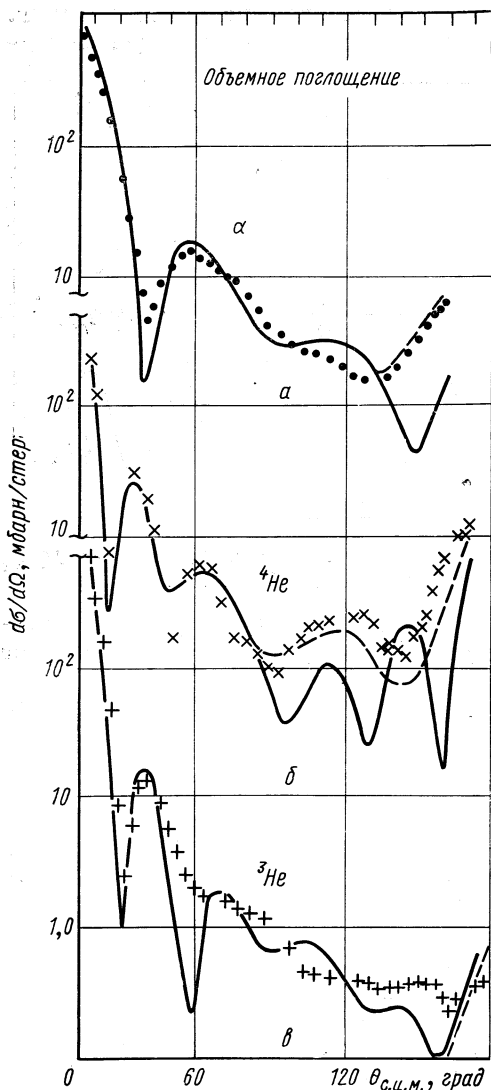


Рис. 17. Угловые распределения упругого рассеяния α -частиц ($E_\alpha = 36,6$ Мэв), ионов ${}^3\text{He}$ ($E_{{}^3\text{He}} = 34$ Мэв) и дейтронов ($E_d = 19,6$ Мэв) на ядре ${}^6\text{Li}$: сплошные кривые — расчеты по оптической модели с объемным поглощением; а — α -частица с параметрами $V=170$ Мэв, $W=12$ Мэв, $r_0V=1,15$ ферми, $r_0W=1,7$ ферми, $a_V=0,65$ ферми, $a_W=1,15$ ферми; б — ионы ${}^3\text{He}$ — $V=100$ Мэв, $W=16,5$ Мэв, $r_0V=1,15$ ферми, $r_0W=1,7$ ферми, $a_V=0,63$ ферми, $a_W=0,94$ ферми; в — дейтроны — $V=75$ Мэв, $W=11,6$ Мэв, $r_0V=1,15$ ферми, $r_0W=1,7$ ферми, $a_V=0,76$ ферми, $a_W=1,0$ ферми; пунктирная кривая — расчет обменного процесса методом искаженных волн

около 150 Мэв [27]. Сечения под большими углами нельзя воспроизвести оптической моделью и довольно просто достичь в предположении обмена.

Большой интерес представляет вопрос о том, как будет вести себя рассеяние ${}^3\text{He} + {}^6\text{Li}$ под большими углами. Расчеты по моделям нуклонных ассоциаций приводят к заключению [28], что в ${}^6\text{Li}$ помимо конфигурации $\alpha + d$ имеется также кластерная конфигурация ${}^3\text{He} + T$, затем отношение спектроскопических факторов (для параметра обособления α -частицы и дейтона $x = 0,4$) получается равным $S({}^3\text{He} + T)/S(\alpha + d) \approx 0,5$. Согласно обычным представлениям, при рассеянии ${}^6\text{Li} + {}^3\text{He}$ должен был бы наблюдаться интенсивный пик назад.

Эксперимент [26] показывает, что это не так. На рис. 17 приведено дифференциальное сечение рассеяния ${}^6\text{Li} + {}^3\text{He}$ при энергии в системе центра масс, близкой к случаю ${}^6\text{Li} + \alpha$ (22,7 Мэв и 21,9 Мэв соответственно). Сечения обоих процессов в передней

полусфере очень близки по величине, а кривые угловых распределений почти совпадают. В задней же полусфере различия очень велики — в одном случае есть АРН и, следовательно, обмен, в другом — нет.

Таким образом, кластеры, предсказанные моделью ассоциаций, не проявляются в рассеянии назад. Не проявляются они также и в реакции передачи тритона (${}^6\text{Li}$, ${}^3\text{He}$) при возбуждении некоторых состояний, интенсивно образующихся в «настоящей» реакции передачи тритона (${}^7\text{Li}$, α). С другой стороны, квазиупругое выбивание ${}^6\text{Li}$ (p , p^3 He) T ведет себя как рассеяние на кластере ${}^3\text{He}$, имеющемся в ${}^6\text{Li}$.

По-видимому, дело здесь связано с тем, насколько кластеры в ядре разделены пространственно. Взаимопроникающим кластерам модели ассоциаций, находящимся внутри ядра, очевидно, трудно проявляться в поверхностных процессах, какими бывают реакции передачи (или рассеяния обменом). Это находит свое отражение в том, что приведенная ширина, характеризующая вероятность появления данной подсистемы на радиусе канала, может быть малой, несмотря на большой спектроскопический фактор, отвечающий интегрированию по всему объему ядра. С увеличением энергии обмен все же может быть и будет наблюдаться, так как окажутся доступными более глубокие области ядра ${}^6\text{Li}$. Поэтому изучение рассеяния ${}^6\text{Li} + {}^3\text{He}$ при больших энергиях представляет значительный интерес.

Таким образом, изучение процесса обмена при АРН может быть средством исследования различных типов кластеров в ядрах.

5. АНОМАЛЬНОЕ РАССЕЯНИЕ НАЗАД НА ПОДСТРУКТУРАХ

Чтобы понять, как четырехнуклонные корреляции с $T = 0$ проявляются в АРН, рассмотрим качественно, следуя работе [7], какой переданный момент имеет место в задней полусфере. В районе порядка 150° переданный импульс в α -частичном рассеянии на средних ядрах при энергии 25 Мэв равняется $650 \text{ Мэв}/c$, при энергии 75 Мэв — $1150 \text{ Мэв}/c$, в то время как предельный импульс нуклона в ядре-мишени — $270 \text{ Мэв}/c$. В результате, чтобы обеспечить АРН при энергиях более чем 25 Мэв , необходимо столкновение более чем с одним нуклоном. Однако, предполагая квартетную структуру, можно показать, что максимально возможный переданный импульс в этом случае в четыре раза больше, чем для независимых нуклонов. Кроме того, простые расчеты кластерного состояния α -частицы в потенциале Вудса — Саксона дают глубину ямы порядка 140 Мэв для ядра ${}^{40}\text{Ca}$, что соответствует импульсу $900 \text{ Мэв}/c$ для слабо связанного кластерного состояния. Такой

импульс может создать АРН до энергии порядка 100 Мэв для налетающих α -частиц.

Имея в виду изотопические эффекты в АРН α -частиц на изотопах Са, можно предположить, что в ^{40}Ca и ^{48}Ca имеются инертные группы нуклонов, каких не имеется в ^{44}Ca .

Существует несколько попыток описать аномальное рассеяние назад в предположении α -частичной структуры ядра-мишени. Остановимся сначала на первой попытке объяснения АРН: вычислении амплитуды нокаут-процесса методом искаженных волн с учетом антисимметризации [29]. Идеология Агасси и Уола [29] при включении амплитуды нокаут-процесса в упругое рассеяние была следующая: если кластер существует, то он должен быть на поверхности ядра и амплитуда нокаут-процесса Δf_N имеет пик в координатном пространстве в окрестности радиуса ядра $l_0 \sim kR$ и мала по величине. Агасси и Уолл рассматривали «нокаут» α -частиц из ядер в качестве обменной интерпретации АРН. α -Частицы были взяты по той причине, что они представляют стабильный кластер. Это обеспечивает пренебрежение обменным процессом между частью кластера и ядром, а также пренебрежение возбуждением в падающей и вылетающей α -частицах.

Полная амплитуда для всех углов будет иметь вид:

$$f_N = f_N^{\text{опт}} + \Delta f_N = f_c + \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \exp(2i\sigma_l) \times \\ \times (S_l^{\text{опт}} + a_l - 1) P_l(\cos \Theta). \quad (19)$$

Антисимметризованный T -матричный элемент для реакции $a + \alpha \rightarrow b + \beta$ дается согласно МИВ следующим выражением:

$$T_{\alpha\beta} = \sum_p (-1)^p \langle \Psi_b \Psi_\beta \chi^{(-)}(\mathbf{r}_\beta \mathbf{k}_\beta) N_\beta - u_\beta P \Psi_a \Psi_\alpha \chi^{(+)}(\mathbf{r}_\alpha \mathbf{k}_\alpha) \rangle, \quad (20)$$

где p — оператор перестановки между координатами функций Ψ_α и Ψ_a ; $(-1)^p$ обеспечивает знак «+», если обменивается четное число частиц, и «-», если — нечетное. После ряда манипуляций можно получить добавку a_l , обязанную нокаут-процессу:

$$a_l = \frac{-4iM}{\hbar^2 k} \sum_{nL\lambda} \frac{1}{c} \langle \Psi_\alpha | A_{nL}^+(\alpha) A_{nL}(\alpha) | \Psi_\alpha \rangle \begin{pmatrix} I & \lambda & L \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 I(l, \lambda, L). \quad (21)$$

Матричный элемент $\langle \Psi_\alpha | A_{nL}^+(\alpha) A_{nL}(\alpha) | \Psi_\alpha \rangle$ — мера числа α -частиц в полной антисимметризованной волновой функции Ψ_α ; оператор A_{nL}^+ — оператор рождения α -частиц;

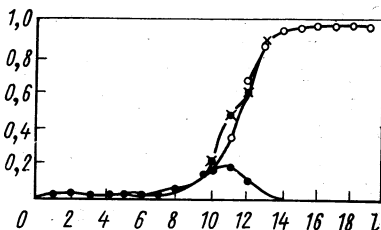
$$I(l, \lambda, L) = \int dR_1 dR_2 f_l(k, R_1) \Phi_{nL}(R_2) V_\lambda(R_1 R_2) \Phi_{nL}(R_1) f_l(R_2, k);$$

$C = (4!)^2$ — для одного типа частиц; $C = (2!)^4$ — для двух типов частиц.

Квантовые числа α -частицы в потенциале гармонического осциллятора подчиняются следующему соотношению:

$$2(n-1) + L = \sum_{i=1}^4 [2(n_i-1) + l_i]. \quad (22)$$

Агасси и Уолл показали, что выражение (21) имеет пик по l , а также что АРН должно исчезать по мере увеличения энергии. В качестве иллюстрации они рассмотрели рассеяние с энергией 24 Мэв α -частиц на ядре ^{40}Ca . Объяснение АРН получилось удовлетворительным. На рис. 18 приведены элемент матрицы рассеяния и добавка к нему a_l . Видно, что добавка имеет пик в области переходных угловых моментов l .



Другая попытка микроскопического подхода к объяснению АРН — это вычисление амплитуды тяжелочастичного срыва. Нобль и Гоело [30] показали, что тяжелочастичный срыв в принципе способен объяснить рассеяние назад α -частиц на ядре ^{16}O с учетом кластерной структуры ^{16}O и ^{12}C . Однако неясно, насколько точны те приближения, которые они использовали.

Рис. 18. Элемент матрицы нок-аут-процесса (●●●), элемент матрицы рассеяния, рассчитанный по оптической модели (○○○○), и сумма элементов матриц (×××) при рассеянии α -частиц с энергией 24 Мэв на ядре ^{40}Ca

И наконец, третий подход к объяснению АРН при рассеянии с энергией 29 Мэв α -частиц на ядре ^{40}Ca был предпринят Томсоном посредством введения в рассмотрение взаимодействия $V_{\alpha\alpha}$ (α -частица — α -частица) [31].

Учет методом искаженных волн взаимодействия $V_{\alpha\alpha}$ приводит к уравнению Шредингера, описывающего процесс упругого рассеяния $A(\alpha, \alpha)A$:

$$(T_{\alpha A} + V_0) \varphi_{\alpha A} + \langle \varphi | V_{\alpha\alpha} | \varphi \varphi_{\alpha A} \rangle = E \varphi_{\alpha A}, \quad (23)$$

где $\varphi_{\alpha A}$ — волновая функция упругого рассеяния; φ — волновая функция связанного состояния ядра-мишени. Интегрирование ведется по относительным внутренним координатам остова $C = = A - \alpha$ и α -кластера. Волновая функция связанного состояния ядра-мишени бралась в следующем виде:

$$\varphi = \sum_n V \sqrt{S_n} \varphi_{Cn} \xi_{Cn} \xi_{\alpha},$$

где S_n — спектроскопический фактор; ξ_{Cn} — внутренняя волновая функция остова; φ_{Cn} — волновая функция относительного движения; ξ_α — волновая функция α -частицы. Рассматривалось только относительное S -состояние. Взаимодействие $V_{\alpha\alpha}$ бралось в двух видах: в приближении нулевого радиуса действия ядерных сил $V_{\alpha\alpha} = V_L^B \delta(\mathbf{r}_{12})$ и в форме Али-Бодмера [32]:

$$V_{\alpha\alpha}(r_{12}) = V_{\alpha R} \exp(-\mu_R^2 r_{12}^2) - V_A \exp(-\mu_A^2 r_{12}^2).$$

Были и ранние попытки учесть взаимодействие $V_{\alpha\alpha}$ [33]. Однако, как показали Агасси и Уолл [29], взаимодействие $V_{\alpha\alpha}$, оцененное Шмайнгом, никакого пика в l -пространстве не дает. Недостатком в работе Томсона являются пренебрежение антисимметризацией и утверждение, что только малые парциальные волны существенны. В общем объяснение АРН Томсону не удалось.

Пока все попытки описать АРН в предположении взаимодействия кластер — кластер особого успеха не имеют. Однако дальнейшее их развитие представляется нам перспективным, так как подобные подходы могут прояснить на микроскопическом уровне АРН.

6. ОПТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ С l -ЗАВИСЯЩЕЙ МНИМОЙ ЧАСТЬЮ

Довольно успешной попыткой [34] воспроизвести рассеяние назад и структуру функций возбуждения упругого рассеяния было введение зависимости мнимой части потенциала W от l :

$$W(r, l) = W_0(r) F(l), \quad (24)$$

где $W_0(r)$ — обычный форм-фактор оптической модели; $F(l)$ — фактор, зависящий от орбитального момента (строго говоря, для рассеяния частиц со спином орбитальный момент l должен быть заменен полным спином входного канала $J = |1 + I_i + I_N|$, но обычно рассматриваемую модель применяют для бесспиновых частиц).

Функция $F(l)$ выбирается так, чтобы уменьшить поглощение парциальных волн с моментами, близкими к критическому l_c ; обычно $F(l)$ берется в виде

$$F(l) = \{1 + \exp[(l - l_c)/\Delta l]\}^{-1}. \quad (25)$$

Таким образом, частицы с большими l поглощаются меньше и, следовательно, с большей вероятностью, чем в обычной оптической модели, рассеиваются обратно в упругий канал. Поэтому рассеяние в основном определяется большими моментами, т. е.

основной вклад в сечение вносят несколько полиномов Лежандра с $l \sim l_c$:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta) \sim \left| \sum_{l_c-\Delta l}^{l_c+\Delta l} a_l P_l(\cos \Theta) \right|. \quad (26)$$

Поскольку полиномы Лежандра с ростом l имеют большие значения под малыми и большими углами, это приводит к возрастанию сечения назад (рост сечения вперед несуществен из-за преобладания резерфордского рассеяния).

Физический смысл такой процедуры, уменьшающей поглощение больших парциальных волн, состоит в том, что для некоторых

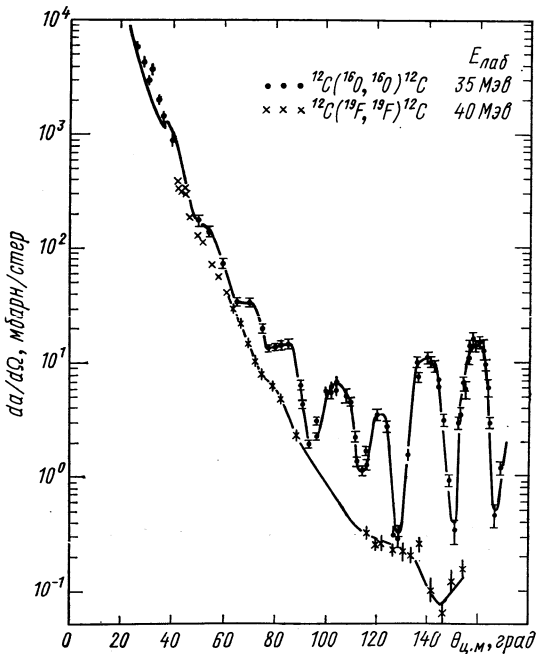


Рис. 19. Угловые распределения упругого рассеяния ионов ^{16}O с энергией 35 Мэв и ионов ^{19}F с энергией 40 Мэв на ядре ^{12}C . Сплошные кривые проведены по точкам

сталкивающихся ядер может существовать значительное различие между моментами во входном канале и допустимыми моментами в выходном канале. Для того чтобы унести большой угловой момент, вносимый при касательном столкновении двух тяжелых

ионов, т. е. случай, когда $l \sim l_c$, требуется сделать открытыми выходные каналы с достаточной энергией распада и особенно важно с испусканием частиц достаточно большой массы. Если же распад системы возможен в основном за счет испускания нейтрона, то поглощение во входном канале будет ослаблено.

В эксперименте обнаружена связь между характером рассеяния на большие углы и числом каналов распадающейся системы. Для примера на рис. 19 приведены сечения рассеяния $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ и $^{12}\text{C} + ^{19}\text{F}$ [35], а на рис. 20 — каналы распада соответствующих систем. В случае $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ открыто значительно меньше каналов,

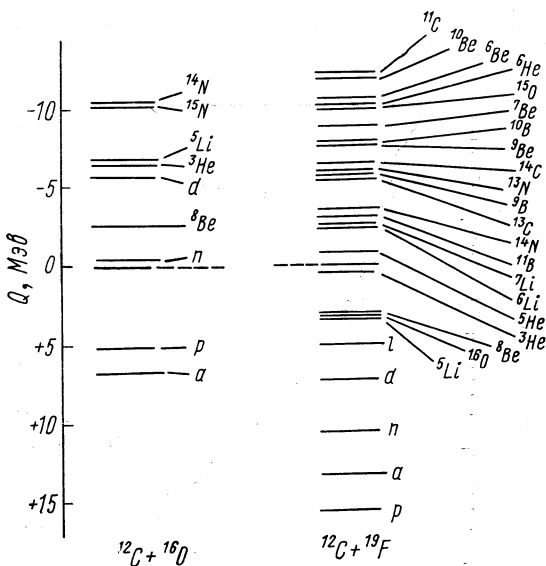


Рис. 20. Q -реакции для основного состояния различных каналов в реакциях $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ и $^{12}\text{C} + ^{19}\text{F}$

и сечение рассеяния обнаруживает интенсивные осцилляции и рост сечения под большими углами.

На рис. 21 приведены результаты расчетов по оптической модели с l -зависящей мнимой частью для рассеяния $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$. Видно, что согласие в области больших углов получается вполне удовлетворительным.

Модель с l -зависящей мнимой частью означает введение двух дополнительных параметров l_c и Δl . В расчетах пытаются не делать эти параметры произвольными, а выбирать их из физических соображений. Так, берут $l_c = (2\mu/\hbar^2)^{1/2} \bar{R} (E + \bar{Q})^{1/2}$, где \bar{R} , \bar{Q} — радиус и порог основного канала, через который возможен распад. Очевидно, что здесь имеется довольно большой произвол.

Модель с l -зависящей мнимой частью позволила связать появление слабого поглощения со свойствами промежуточной системы и феноменологически объяснить эффекты, вызываемые слабым поглощением. Конкретные вычислительные успехи модели довольно скромны. С ее помощью можно описать рассеяние на большие углы и структуры функций возбуждения для некоторых случаев.

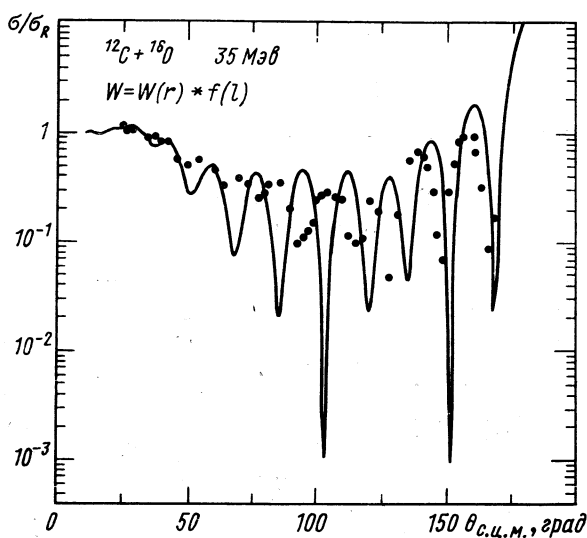


Рис. 21. Расчет упругого рассеяния ионов кислорода с энергией 35 МэВ на ядре ^{12}C по оптической модели с l -зависящей мнимой частью оптического потенциала при $V = 14$ МэВ, $W(r) = 0,4 + 0,125E$, $R = 6,25$, $a = 0,45$, $l_c = 9,2$

Однако при этом возникают трудности с описанием рассеяния в области меньших углов (это видно и из рис. 21) и объяснения данных, полученных при разных энергиях. Дополнительные параметры модели становятся фактически свободными, и общее их количество (восемь) слишком велико.

Кроме того, эта модель, по-видимому, неприменима, хотя конкретных расчетов пока нет, для описания АРН легко распадающихся частиц, например, дейтронов или ионов лития. При взаимодействии таких частиц с ядрами всегда открыт канал развала, через который может быть унесен весь момент входного канала. Следовательно, слабое поглощение в этом случае, если оно есть, должно объясняться другими причинами.

7. РАССЕЙАНИЕ НАЗАД И ОТТАЛКИВАЮЩИЙ ОСТОВ

Вопрос об отталкивающем остове при взаимодействии двух сложных ядер очень важен, так как непосредственно связан с существованием ядерных квазимолекул. Впервые он возник при попытке объяснить резонансную структуру в рассеянии $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$. Был предложен потенциал взаимодействия, приведенный на рис. 22 [36]. Предполагалось, что наблюдаемые резонансы

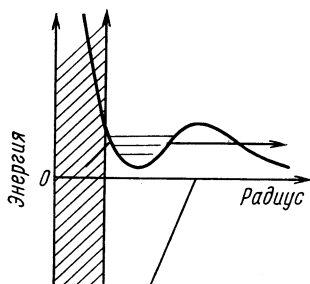


Рис. 22. Схема потенциала взаимодействия для тяжелых ионов:

заштрихованная область — отталкивающий остов; стрелками показаны возможные пути распада квазимолекулярных состояний

соответствуют уровням в потенциальном кармане, которые могут распадаться или во внешнюю область, т. е. обратно в упругий канал, или через внутренний барьер, образуя составное ядро с последующим его распадом обычными путями. В случае системы $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ указанные уровни во второй яме и есть квазимолекулярные состояния.

В настоящее время буквальная интерпретация резонансов в энергетической зависимости сечения рассеяния как одночастичных квазимолекулярных состояний считается недоказанной, так как трудно подобрать потенциальную яму с разумными параметрами, в которой появилось бы необходимое число уровней с правильными расстояния-

ми между ними. Тем не менее сейчас накапливается все больше данных [25, 37] о том, что квазимолекулярные состояния в ядрах существуют и для их объяснения требуется привлечь представление об отталкивающем остове внутри ядра.

Существование отталкивающего остова в потенциальном взаимодействии двух сложных ядер следует из принципа Паули, запрещающего их взаимное проникновение друг в друга. Подробно этот вопрос рассмотрен в ряде работ (см., например, [37]). Остановимся здесь на одном примере — взаимодействии двух α -частиц. В нем проявляется отталкивающий остов, в результате чего образуются квазимолекулярные состояния ядра [37].

На рис. 23 приведены фазы α — α -рассеяния, полученные из различных экспериментов. Фаза δ_2 быстро возрастает начиная с энергии, примерно равной 1 Мэв, а фаза δ_4 — с энергии, примерно равной 6 Мэв. Это свидетельствует о протяжении с довольно резкой границей, действующем во внешней области при $R \leq 4$ ферми (параметр соударения $b = \lambda L$ примерно равен 4 ферми при $E_{с.ц.м} = 1$ Мэв и ~ 3 ферми при $E_{с.ц.м} = 6$ Мэв). Монотонное убывание фазы δ_0 с $E_{с.ц.м} \approx 5$ Мэв, т. е. $b \approx 2$ ферми, спад фазы δ_2 указывают на сильное внутреннее отталкивание, по крайней мере для $L = 0$ и 2.

Такой характер рассеяния хорошо описывается феноменологическим потенциалом с отталкивающим остовом. Вид этого потенциала для разных L приведен на рис. 24 [37], а вычисленные с его помощью фазы показаны на рис. 23 сплошными кривыми, обнаруживая отличное согласие с экспериментом.

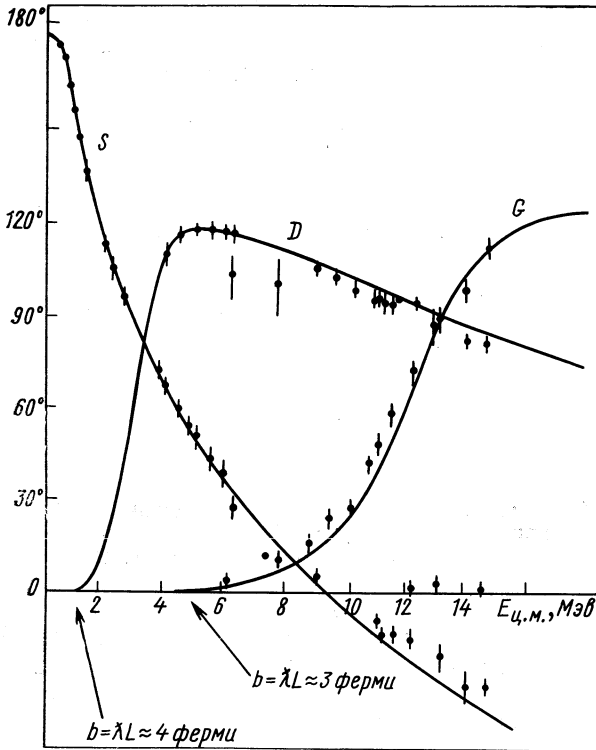


Рис. 23. Фазы $\alpha - \alpha$ -рассеяния, полученные из фазового анализа экспериментальных данных

В указанном потенциале возникают квазисвязанные уровни 0^+ , 2^+ , 4^+ , образующие хорошо известную вращательную полосу ядра ${}^8\text{Be}$: $0 - 2,9 \text{ Мэв} - 11,4 \text{ Мэв}$. Уровни этой полосы имеют α -частичные ширины, примерно равные вигнеровскому пределу $3\hbar^2/2m_\alpha R_\alpha^2$. Расстояние между уровнями соответствует моменту инерции $m_\alpha R_\alpha^2$ с $R_\alpha \approx 4,5 \text{ ферми}$. Все три уровня полосы проявляются не только в $\alpha - \alpha$ -рассеянии, но и интенсивно возбуждаются в таких реакциях, как ${}^6\text{Li}(\alpha, d){}^8\text{Be}$ и ${}^7\text{Li}(\alpha, t){}^8\text{Be}$ [25], где возможен механизм замещения и, следовательно, образование ядра ${}^8\text{Be}$ из двух α -частиц.

Таким образом, все имеющиеся экспериментальные данные хорошо описываются в предположении, что в $\alpha - \alpha$ -системе действует потенциал с отталкивающим остовом, приводящий к образованию квазимолекулярных состояний. Имеются данные [38], позволяющие распространить эту картину до энергий возбуждения примерно 60 Мэв и идентифицировать уровни с $L = 6$ и 8.

Представляет интерес сравнить получающийся ядерный квазимолекулярный потенциал с обычным молекулярным потенциалом. Такое сравнение [37] дано на рис. 25, на котором приведены

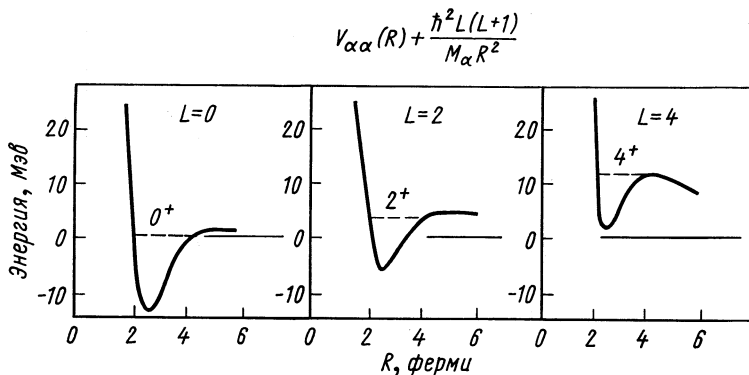


Рис. 24. Потенциалы $\alpha - \alpha$ -рассеяния, с помощью которых вычислены фазы, приведенные на рис. 23:

пунктирные линии — квазисвязанные состояния ${}^8\text{Be}$: 0^+ , 2^+ , 4^+

потенциал для основного состояния молекулы водорода и ядерная часть $\alpha - \alpha$ -потенциала для основного состояния ядра ${}^8\text{Be}$ (в результате вычитания кулоновского взаимодействия нестабильное в действительности ядро ${}^8\text{Be}$ стало слегка связанным).

Видно, что между обоими потенциалами много общего, хотя ядерный квазимолекулярный потенциал примерно в 40 раз слабее (в единицах $\hbar^2/M_0 R_c^2$, где M_0 — масса подсистемы; R_c — радиус остова) обычного молекулярного. В результате локализация «ядерных атомов» получается значительно менее определенная. В связи с этим разделение колебательных и вращательных степеней свободы в случае ядерной квазимолекулы менее строгое.

В работах японских теоретиков (см., например, обзор [37]), было показано, что феноменологический $\alpha - \alpha$ -потенциал с отталкивающим остовом можно получить микроскопически, как результат действия принципа Паули. При этом не теряется связь с обычной моделью оболочек. Отталкивающий остов на радиусе, равном примерно 2 ферми, возникает как узел волновой функции, которая осциллирует во внутренней области и резко возрастает по амплитуде во внешней (при $R > 2$ ферми) области.

А. И. Базь, М. В. Жуков [39] пришли к выводу о существовании отталкивающего остова при столкновении ядер, используя метод *K*-гармоник и учитывая принцип Паули. В работе А. И. Базя [40] были оценены размеры отталкивающего остова, который оказывается довольно широким:

$$(r)_{\text{ост}} = (R_1 + R_2) \left[1 - \frac{A}{A_1 A_2} \cdot \frac{\rho_0^2}{(R_1 + R_2)^2} \cdot \frac{1}{\Gamma} \ln \Gamma \right] \approx (R_1 + R_2), \quad (27)$$

где R_1, R_2 — радиусы соударяющихся ядер; A_1, A_2 — массовые числа; ρ_0 — переменная в методе *K*-гармоник; Γ — число, связанное с ρ_0 .

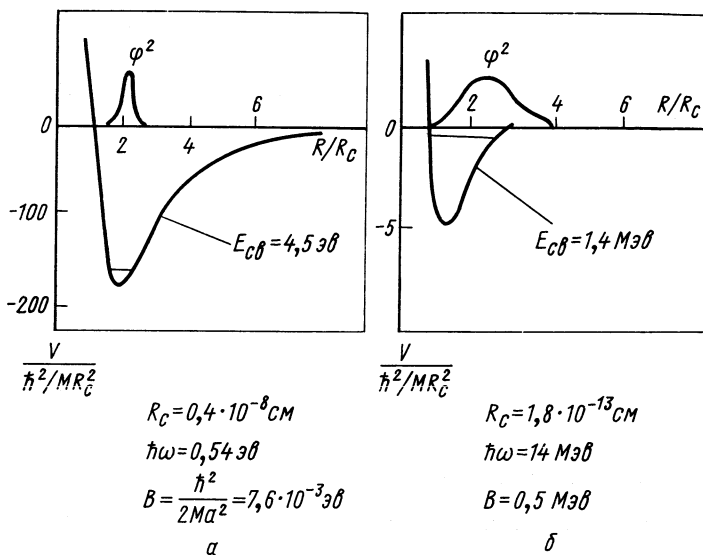


Рис. 25. Сравнение потенциалов для основных состояний молекулы водорода (а) и «ядерной молекулы» ${}^8\text{Be}$ (б).

В случае ${}^8\text{Be}$ приведена только ядерная часть потенциала. Относительные расстояния даны в единицах радиуса отталкивающего остова R_C , энергии — в единицах $\hbar^2/\mu R_C^2$.

Предпринималось много попыток обнаружить отталкивающий остов при рассеянии более сложных ядерных систем. В частности, добавляя его к оптическому потенциалу, пытались объяснить структуру функций возбуждения [41].

Оказалось, что если вести подгонку одновременно по трем реакциям ${}^{12}\text{C} + {}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O} + {}^{16}\text{O}$ и ${}^{12}\text{C} + {}^{16}\text{O}$, то удастся добиться согласия расчетов с экспериментом только при наличии отталкивающего остова, при этом получают параметры, плавно меняющиеся от реакции к реакции. В настоящее время эта работа

— пока единственное доказательство существования отталкивающего остова. Резонансная структура функций возбуждения особенно хорошо проявляется при рассеянии тождественных ядер, когда имеет место симметрия относительно 90° . Между тем изу-

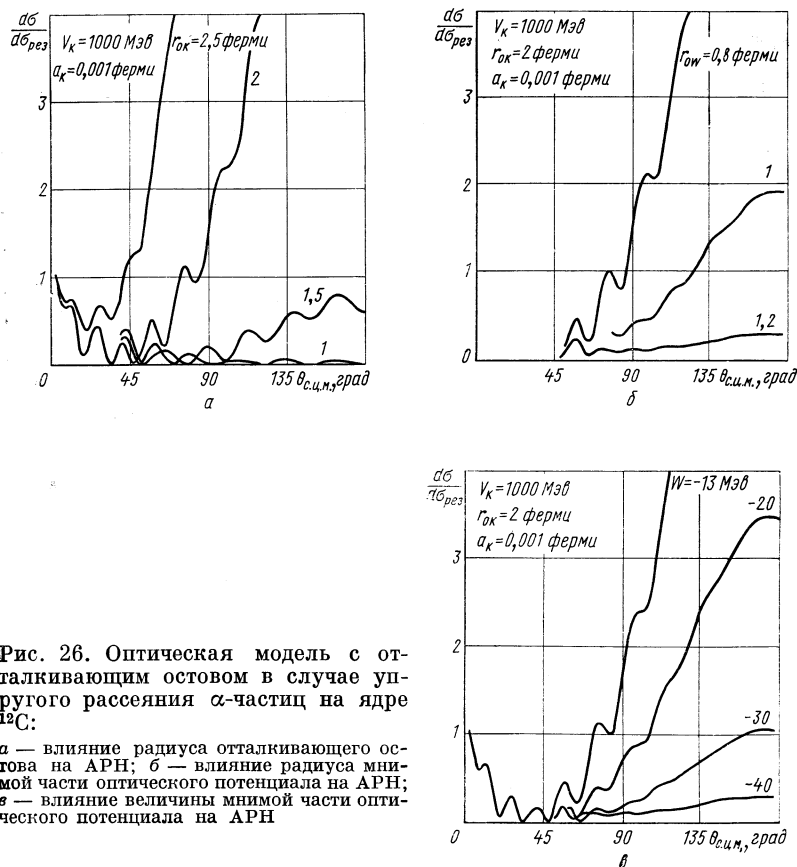


Рис. 26. Оптическая модель с отталкивающим остовом в случае упругого рассеяния α -частиц на ядре ^{12}C :

a — влияние радиуса отталкивающего остова на АРН; *б* — влияние радиуса мнимой части оптического потенциала на АРН; *в* — влияние величины мнимой части оптического потенциала на АРН

чение рассеяния на большие углы может оказаться очень чувствительным к наличию отталкивающего остова в потенциале взаимодействия двух ядер.

Дело в том, что к наличию отталкивающего остова в оптическом потенциале будут чувствительны малые парциальные волны. Из-за интерференции волн, отраженных внутренним и внешним барьерами под большими углами, можно наблюдать возрастание и осциллирование сечений (в оптике имеется аналогичное явление — это кольца Ньютона). Чтобы понять роль отталкивающего

остова в рассеянии, в оптический потенциал было введено отталкивание в виде твердой сердцевины.

Исследование показало, что АРН возрастает с увеличением радиуса отталкивающего остова и уменьшением радиуса мнимой части оптического потенциала (рис. 26). При $r_w > r_{\text{ост}}$ отсутствуют осцилляции сечения в задних углах. Это очевидный факт, так как не имеет смысла вводить отталкивание, если налетающий ион разваливается в поле ядра, прежде чем успеет почувствовать отталкивающий остов. АРН должно управляться «мощностями» отталкивающего остова и мнимой части оптического потенциала:

$$V_{\text{ост}} r_{\text{ост}}^2 \approx \text{const}; \quad W r_w^2 \approx \text{const}.$$

Отталкивающий остов был рассмотрен как одно из возможных направлений описания АРН. Но в этом направлении предстоит еще многое сделать. Прежде всего нам представляется самосогласованной следующая задача: при том же отталкивающем остове попытаться описать АРН и спектры квазимолекулярных состояний рассматриваемых ядер.

8. ОПИСАНИЕ РАССЕЙНИЯ НАЗАД С ПОМОЩЬЮ ПОЛЮСОВ РЕДЖЕ

Одним из самых современных и наиболее успешных методов описания АРН явился метод полюсов Редже, развитый в работах Каули и Хейманна [42] и наиболее последовательно в статье Мак-Вою [43]. Идея метода Редже состоит в том, что угловой момент l рассматривается переменным, могущим принимать любые комплексные значения. Физический смысл по-прежнему имеют положительные целочисленные (в единицах \hbar или $\hbar/2$) значения углового момента.

Каждому связанному или резонансному состоянию сопоставляется полюс S -матрицы. С изменением энергии этот полюс будет перемещаться в комплексной плоскости l . Это и есть траектория полюса Редже. С помощью таких траекторий проводят классификацию связанных и резонансных состояний в нерелятивистской квантовой механике и элементарных частиц и резонансов в теории элементарных частиц. На одной траектории может находиться группа связанных состояний с различными l , но с одним и тем же главным или радиальным квантовым числом.

Введение полюсного члена в $S(l)$ -матрицу является удобным способом описания, например, вращательной полосы квазимолекулярных состояний.

Согласно Мак-Вою [43] $S(l)$ -матрицу для данной энергии можно представить в следующем виде:

$$S(l) = B(l) \left[\frac{l - L_0 - iz(l)}{l - L_0 - i\rho(l)} \right] = B(l) \left[1 + i \frac{D(l)}{l - L_0 - i\Gamma(l)/2} \right], \quad (28)$$

где $B(l)$ — величина, описывающая фоновое нерезонансное рассеяние, и она может быть вычислена по дифракционной или оптической модели. Часть матрицы рассеяния Брейта — Вигнера описывает резонанс в l -пространстве с упругой шириной $D(l)$ и полной шириной $\Gamma(l)$ и с центром при угловом моменте L . В модели жесткого ротатора угловой момент L — это угловой момент ротатора. Для удобства Мак-Вой принял следующую форму для $D(l)$ и $\Gamma(l)$:

$$D(l) = D [1 + \exp(l - L)/\Delta]; \quad \Gamma(l) = \Gamma [1 + \exp(l - L)/\Delta]. \quad (29)$$

Здесь Γ и D играют роль приведенных ширин. Очевидно, что величины $z(l)$ и $p(l)$ будут иметь ту же зависимость, что и формула (29). При этом приведенный полюс p и приведенный нуль z будут определяться таким образом: $p = \Gamma/2$ и $z = \Gamma/2 - D$.

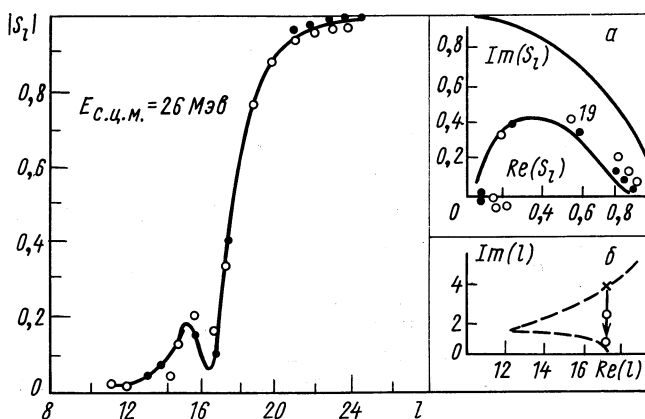


Рис. 27. Зависимость модуля элемента матрицы рассеяния $|S_l|$ или коэффициента отражения от углового момента l :

a — диаграмма Аргана для $l = 14 \div 22$; b — положения полюса (*) и нуля (o) на комплексной l -плоскости; ... — анализ рассеяния ионов ^{16}O на ядре ^{16}O по дифракционной модели с резким краем с одним полюсом Редже; o o — параметры модели, полученные подгонкой к угловому распределению в рамках оптической модели

В этом формализме L_0 , Γ , D — параметры редже-резонанса. Матрица рассеяния $S(l)$ будет иметь полюс при $l \approx L_0 + ip(L_0)$ и нуль при $l \approx L_0 + iz(L_0)$. Полюс будет всегда в верхней l -полуплоскости, а нуль — в нижней, если $D > \Gamma/2$. На рис. 27 показан модуль элемента матрицы рассеяния, описывающей рассеяние ионов ^{16}O на ядре ^{16}O при энергии $E_{160} = 26 \text{ Мэв}$. Параметры модели были взяты следующие: $\Gamma = 6,04$; $D = 2,76$; $L_0 = 17,2$; $L = 17,3$; $\Delta = 1,4$. Здесь учитывался всего лишь один полюс Редже.

Соответствующее угловое распределение упругорассеянных ионов кислорода представлено на рис. 28. Из этого рисунка видно, что однополюсное редже-приближение обеспечивает осциллирующую структуру под задними углами.

Определим S_l -матрицу как функцию комплексной энергии E и момента l . При этом полюс будет находиться в случае связанного состояния при определенной комбинации l и E , и вблизи нее — в случае резонанса. Полюса можно наблюдать наиболее четко как резонансы в l -зависимости коэффициента проницаемости

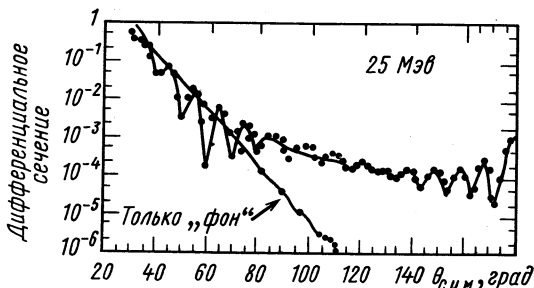


Рис. 28. Угловое распределение, соответствующее рис. 27:

осциллирующую кривая — модельная 6-параметрическая подгонка; спадающая — фон. АРН обязано полюсу Редже

$T(l, E) = 1 - |S(l, E)|^2$ при фиксированной энергии $E_{n, l}$. Эти резонансы появляются по мере увеличения энергии $E_{n, l}$ при соответствующем увеличении радиальной энергии (ей будет отвечать главное квантовое число n) и вращательной энергии (ей будет отвечать орбитальный момент l). Соответствующие коэффициенты проницаемости T_l в зависимости от энергии будут показывать потенциальные резонансы и их эхо, а потенциальные кривые $[-V(r) + V_{\text{кул}} + \hbar^2 l(l+1)/(2\mu r^2)]$ для данного момента l будут демонстрировать заполнение потенциального кармана соответствующими n -состояниями. Эта ситуация хорошо показана на рис. 29 [43]. Из этого рисунка видно, что некоторые резонансы будут двигаться быстрее, чем высота барьера, появляться на несколько мегаэлектронвольт выше барьера, упираются и уходят в фон. Энергия, при которой уже не существуют резонансы, будет называться энергией заполнения. Как видно из выражения (28) и из рис. 29, по мере движения E и l вдоль траектории Редже резонансы поднимаются над барьером и увеличивают свою упругую ширину до $D = \Gamma/2$ и соответственно $T = 1$. Для малых l и E величина $D < \Gamma/2$ и резонанс предпочтительно неупругий, в то же время для больших l и E величина $D > \Gamma/2$ и имеет место упругий резонанс.

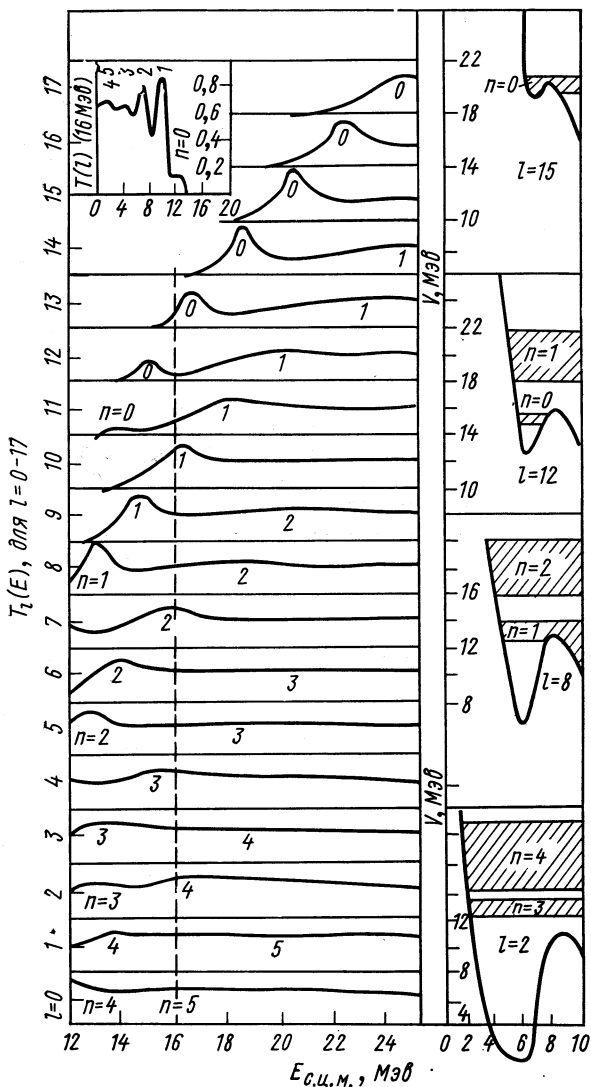


Рис. 29. Зависимость оптическо-моделных коэффициентов проницаемости T_l для $l = 0-17$ от энергии $E_{с.ц.м.}$ Максимумы соответствуют квантовым числам n :

a — зависимость коэффициентов проницаемости T_l от углового момента l для $E_{с.ц.м.} = 16 \text{ МэВ}$; b — поведение резонансов в потенциальном кармане $-V(r) + V_{кул} + \frac{\hbar^2 l^2}{2\mu r^2} \times (l+1)/(2\mu r^2)$

Если редже-резонанс неупругий (он будет неупругим в случае комплексного потенциала), резонансный круг будет иметь радиус $\rho = \Gamma_{\text{упр}}/\Gamma \approx |B(l)|D/\Gamma$ и будет замыкать начало координат, если $D > \Gamma/2$, и не будет — если $D < \Gamma/2$. Если $D = \Gamma/2$, в этом случае диаграмма Аргана будет проходить через начало координат. Последнее соответствует тому, что $|S_l| = 1$. Движение на диаграмме Аргана по мере увеличения энергии осуществляется против часовой стрелки.

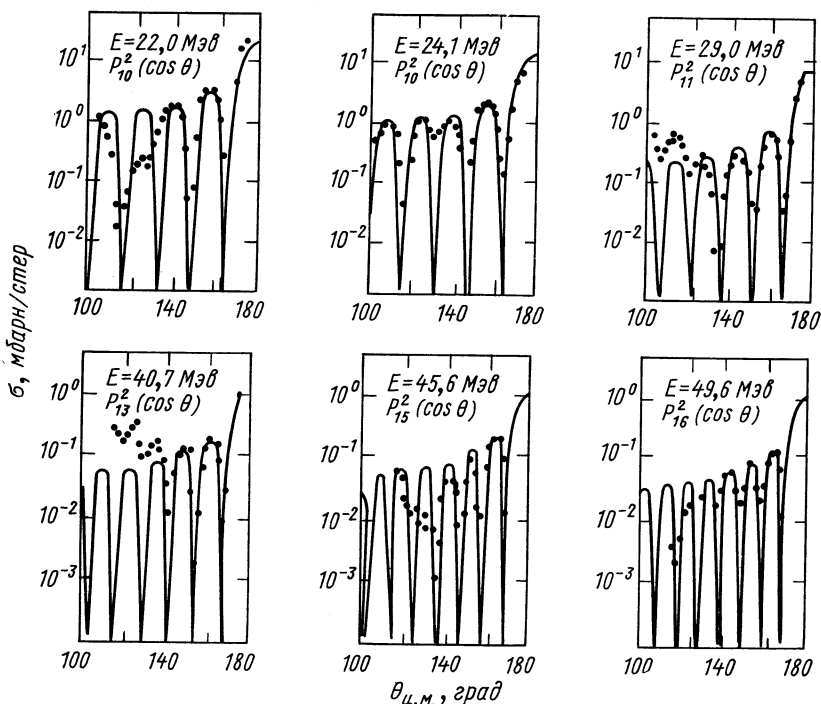


Рис. 31. Подгонка АРН α -частиц на ядре ^{40}Ca квадратом одного полинома Лежандра $P_l^2(\cos \theta)$

Вернемся к рис. 30. Как видно из этого рисунка, с увеличением поглощения, т. е. мнимой части оптического потенциала, резонансы становятся все более неупругими и перекрывающимися. Таким образом, можно трактовать сильное поглощение как перекрытие неупругих резонансов. Возможна ситуация, когда многие резонансы будут гаситься большим поглощением (большой мнимой частью), но в то же время эти резонансы будут проявляться в функциях возбуждения.

Рассмотрим опять выражение (28). Если $\Gamma(l)$ не больше, чем одна единица \hbar , то резонансная амплитуда будет определяться единственной величиной l , а именно L_0 , и сечение под задними углами будет иметь форму $|R_{L_0}(\cos \Theta)|^2$ с весовым коэффициентом $|D(L_0/\Gamma(L_0))|^2$.

На рис. 31 [7] приведена подгонка α -рассеяния под задними углами на ядре ^{40}Ca квадратом одного полинома Лежандра для энергии α -частиц в интервале 22—49,5 Мэв. При всех энергиях подгонка хорошая. Этот результат, полученный только для одного момента, или, когда один полюс Редже дает вклад в рассеяние, и при этом наблюдается хорошее согласие теории с экспериментом, говорит о том, что имеет место резонанс формы, отвечающей квазимолекулярному состоянию.

На рис. 32 [7] представлена зависимость энергии компунд-ядра ^{44}Tl от резонансного углового момента, описывающего АРН α -частиц на ядре ^{40}Ca (пунктирная кривая), и от орбитального момента, соответствующего касательному соударению ($|S_l| \sim 1/2$) (сплошная кривая). Эти две кривые должны совпадать. Расхождение можно связать с тем, что имеет место возбуждение остова или начало вращательной полосы идет с ненулевым главным квантовым числом.

Следуя Фуллеру [44], квазимолекулярный резонанс можно рассматривать как распадающуюся поверхностную волну, распространяющуюся вокруг области сильного поглощения. Используем асимптотическое представление Сегё для полиномов Лежандра:

$$P_\alpha(\cos \Theta) = \frac{\Gamma(\alpha + 1)}{\Gamma(\alpha + 3/2)} \left(\frac{\pi}{2 \sin \Theta} \right)^{1/2} \cos \left[(\alpha + 1/2) \Theta - \frac{\pi}{4} \right]; \sin \Theta \geq 1/|\alpha|. \quad (30)$$

При этом амплитуда рассеяния будет пропорциональна косинусу: $\cos [(\alpha + 1/2) \Theta - \pi/4]$, который можно представить в виде суперпозиции двух волн:

$$\cos [(\alpha + 1/2) \Theta - \pi/4] = \exp(-\alpha_2 \Theta) \exp \{ i [(\alpha_1 + 1/2) \Theta - \pi/4] \} + \exp(\alpha_2 \Theta) \exp \{ -i [(\alpha_1 + 1/2) \Theta - \pi/4] \}, \quad (31)$$

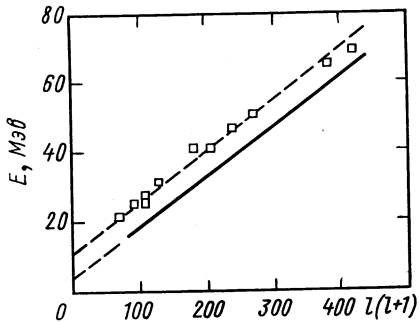


Рис. 32. Вращательная полоса, образованная резонансным угловым моментом, соответствующим АРН α -частиц на ядре ^{40}Ca :
 □ — зависимость энергии компунд-ядра ^{44}Tl от $L(L + 1)$, где L — резонансный угловой момент ($l = L_{\text{рез}}$); — $l_0(l_0 + 1)$, где l_0 — угловой момент касательного соударения, $l = \hbar R$

где $\alpha = \alpha_1 + i\alpha_2$, $\alpha_1, \alpha_2 > 0$. Если это выражение умножить на $\exp(-iEt)$, то получим две бегущие волны.

Снова обратимся к выражению (28). Легко видеть, что l -зависящая оптическая модель — это частный случай выражения (28) или модели ротатора. Реальная часть оптического потенциала определяет $D(l)$ и положения резонансов $E_{n, l}$. Мнимая часть проявляется в полной ширине $\Gamma(l)$. Уменьшение мнимой части оптического потенциала для парциальных волн вблизи L_0 предполагает, что $\Gamma(L_0)$ мало. Это ведет к аномальному рассеянию, если $D(l)$ не так мало, при этом $\Gamma(l)$, а не $D(l)$ будет определяться структурой ядра-мишени. Чтобы объяснить изотопический эффект АРН частиц на изотопах Са, будем считать, что величина $D(l)$ пропорциональна α -приведенной ширине резонанса; тогда малая величина $D(l)$ будет связана с исчезновением АРН. В некоторых случаях [45] однополюсное приближение оказывается недостаточным, и тогда вводят два и более полюсов Редже. Хотя таким способом удается улучшить согласие с экспериментом, несколько утрачивается физическая ясность картины.

Успехи метода полюсов Редже в описании АРН особенно ценны тем, что этот метод прямо связывает упругое рассеяние с высоковозбужденными состояниями специфической структуры, которые трудно или невозможно идентифицировать иным путем.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

До недавнего времени казалось, что изучение рассеяния в основном изжило себя. Получаемые данные носили характер уточнения уже известного, и речь шла о деталях тех или иных моделей. Более того, иногда происходило неоправданное усложнение моделей при отсутствии качественно новых физических явлений и сравнение экспериментов с расчетами подчас сводилось к подбору параметров.

Открытие АРН показало, что простейший в ядерной динамике процесс — упругое рассеяние — гораздо богаче по своему содержанию, чем это представлялось с точки зрения существовавших моделей. Самое интересное состоит в том, что АРН оказалось тесно связанным с такими особенностями ядерной структуры, которые трудно, а иногда и невозможно изучать иным путем. Таким образом, АРН из досадной помехи, мешавшей стройности наших оптико-модельных представлений о рассеянии, превратилось в серьезный инструмент исследования структуры ядра.

Единообразного описания АРН нет и, по-видимому, не может быть. Одна часть эффектов связана с существованием кластеров в основных состояниях сталкивающихся ядер (обмен, рассеяние на кластерах), другая — с образованием резонансной кластерной промежуточной системы при больших возбуждениях. Возможно,

что в некоторых случаях нет прямой связи АРН с квазимолекулярной структурой. Общим является лишь то, что для объяснения АРН необходимо отказаться от концепции сильного поглощения в поверхностном слое ядра.

В тех случаях, когда энергии налетающих частиц находятся вблизи кулоновского барьера и структура сталкивающихся ядер одной и той же природы, предпочтительнее модели обмена в описании АРН, а когда в функциях возбуждения не наблюдаются резонансы, а АРН имеет место, предпочтительней модель полюсов Редже. К тем случаям, когда имеются изолированные резонансы в функциях возбуждения под большими углами, можно применять и простейшие модели, в частности оптическую модель с резонансными фазами или же оптическую модель с l -зависящей мнимой частью.

При наличии изолированных резонансов в функциях возбуждения под большими углами и предположении, что основной вклад в сечение под большими углами вносит не потенциальное рассеяние, можно связать аномальное рассеяние назад и реакции передачи кластеров с возбуждением квазисвязанных состояний, ширины которых близки к пределу Вигнера. При этом сечение в резонансе под большими углами пропорционально спектроскопическому фактору квазисвязанного состояния. Модели, рассматривающие рассеяние на подструктурах, требуют дальнейшего развития. Особую привлекательность имеет модель с отталкивающим остовом. В свете последних работ японских теоретиков [37] отталкивающий остов связан с принципом Паули, конкретнее с его новой ролью — формированием фазы молекулярного вещества. Другая интересная проблема при изучении АРН — это измерение функций возбуждения в шкале времени. Осцилляции в функциях возбуждения, как и в случае атомных столкновений, имеют квантовый характер.

Хотя многие особенности АРН уже понятны, еще больше имеется нерешенных вопросов. В значительной степени это связано со значительным недостатком экспериментальных данных. Неясно, например, проявляется ли АРН на ядрах тяжелее ядер кальция. Очень мало данных об АРН ядер ${}^3\text{He}$, наиболее близких по своим свойствам к α -частицам. Необъяснимым является АРН слабо связанных ядер, таких, как ${}^6\text{Li}$. Можно с уверенностью сказать, что в ближайшие годы и теоретическое, и экспериментальное изучение АРН останется одной из самых интересных задач физики ядра.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Donnachie A. Rep. on Progr. in Phys., 1973, v. 36, p. 695.
2. Voos U. C., Von Oertzen W., Bock R. Nucl. Phys. A, 1969, v. 135, p. 207.
3. Maher J. V. e.a. Phys. Rev., 1969, v. 188, p. 1665.
4. Bergmann C., Hobbil R. K. Phys. Rev. C, 1971, v. 3, p. 1729. Munt W. E.,

- Mehta M. K., Davis R. H. *Phys. Rev.*, 1967, v. 160, p. 791; Budzanowski A., Grotowski K. *Phys. Lett.*, 1965, v. 16, p. 135; Kinn H. I. *Phys. Lett.*, 1965, v. 19, p. 296; Rook J. P. *Nucl. Phys.*, 1965, v. 61, p. 219; Eberhard K. A. e.a. *Nucl. Phys. A*, 1970, v. 142, p. 113; Oeschler H. e.a. *Phys. Rev. Lett.*, 1972, v. 28, p. 694; Davis R. H. 5th Summer School on nuclear physics 20.08—3.09 1972 Rudziska, Poland, Report «P» — N 1447/1/PL/C, Warszawa, 1973, p. 122; Gaul G. e.a. *Nucl. Phys.*, 1969, v. 137, p. 177. Кузнецов Б. И. и др. «Ядерная физика», 1973, т. 18, с. 950.
5. Fuchsi H. Max-Planck-Institute Kernphysik, Jahresbericht, 1970, Heidelberg, p. 26.
 6. Chuev V. I. e.a. *J. Phys. C*, 1971, v. 6, p. 161.
 7. Stock R. e.a. *Phys. Rev. C*, 1972, v. 6, p. 1226.
 8. Gruhn C. R., Wall N. S. *Nucl. Phys.*, 1966, v. 81, p. 161.
 9. Губкин И. А. «Ядерная физика», 1970, т. II, с. 598.
 10. Ford K. W., Wheeler J. A. *Ann. Phys.*, 1959, v. 7, p. 259.
 11. Bryant H. C., Jarmie N. *Ann. Phys.*, 1968, v. 47, p. 127.
 12. Ван де Хюлт. Рассеяние света малыми частицами. Пер. с нем. М., Изд-во иностран. лит., 1961.
 13. Bobrowska A. e.a. *Nucl. Phys.*, 1969, v. 126, p. 361.
 14. Budzanowski A. e.a. *Nucl. Phys. A*, 1969, v. 126, p. 369.
 15. Davis R. H. Symposium on Recent Progress in Nuclear Physics with Tandems, Heidelberg, Germany, July, 1966.
 16. Carter E. B. e.a. *Phys. Rev. B*, 1964, v. 313, p. 1421.
 17. Temmer J. M. *Phys. Lett.*, 1962, v. 1, p. 10.
 18. Von Oertzen W. *Nucl. Phys. A*, 1970, v. 148, p. 529.
 19. Von Oertzen W. В кн.: Международная конференция по физике тяжелых ионов. Дубна, 11—17 февраля 1971 г. — Дубна, 1971, с. 350.
 20. Baur J., Gelbke C. *Nucl. Phys. A*, 1973, v. 204, p. 138.
 21. Rosenthal H. *Phys. Rev. Lett.*, 1969, v. 23, p. 1480.
 22. Kelleter H. e.a. *Nucl. Phys. A*, 1973, v. 210, p. 502.
 23. Bobashev S. V. In: Proc. of the Intern. Conf. on the Physics of Electronic and Atomic Collisions, Amsterdam 26—30 July 1971. Ed. by T. R. Govers, T. Y. de Heer. North-Holland Amsterdam, 1972, p. 38.
 24. Бобашов С. В. ЖЭТФ, 1970, т. 11, с. 399.
 25. Оглоблин А. А. ЭЧАЯ, 1972, т. 3, вып. 4, с. 936.
 26. Chuev V. I. e.a. *J. Phys. C*, 1971, v. 6, p. 163.
 27. Bachelier D. e.a. *Nucl. Phys. A*, 1972, v. 195, p. 361.
 28. Kurdyumov I. V. e.a. *Phys. Lett. B*, 1970, v. 31, p. 426.
 29. Agassi D., Wall N. S. *Phys. Rev. C*, 1973, v. 7, p. 1368.
 30. Noble J., Goelho H. *Phys. Rev. C*, 1971, v. 3, p. 1840.
 31. Thomson W. J. *Particl. Nucl.*, 1971, v. 2, p. 47.
 32. Ali S., Bodmer A. P. *Nucl. Phys.*, 1966, v. 80, p. 99.
 33. Schmeing N. C. *Nucl. Phys. A*, 1970, v. 142, p. 449.
 34. Chatwik R. A. e.a. *Phys. Rev. C*, 1970, v. 1, p. 795.
 35. Siemssen R. H. Nuclear spectroscopy II. Ed. by J. Cerny. Academic Press., Inc., N. Y., 1974.
 36. Bromley D. A. e.a. *Phys. Rev.*, 1961, v. 123, p. 878.
 37. Ikeda K. e.a. *Progr. of. Theor. Phys., Suppl.*, 1972, v. 52, p. 1.
 38. Darrilat e.a. *Phys. Rev. B*, 1965, v. 137, p. 315.
 39. Базь А. И., Жуков М. В. «Ядерная физика», 1970, т. 16, с. 60; 1972, т. 16, с. 958.
 40. Базь А. И. «Письма ЖЭТФ», 1971, т. 14, с. 607.
 41. Michaud G. *Phys. Rev. C*, 1973, v. 8, p. 525.
 42. Cowley A. A., Heymann G. *Phys. Lett. B*, 1969, v. 30, p. 618.
 43. McVoy K. W. *Phys. Rev. C*, 1971, v. 3, p. 1104.
 44. Fuller R. C. *Nucl. Phys. A*, 1973, v. 216, p. 199.
 45. Ceuleneer R., Michel F. *Phys. Lett. B*, 1973, v. 43, p. 365.