

УДК 539.172.5

КОГЕРЕНТНОЕ И НЕКОГЕРЕНТНОЕ РОЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ НА АТОМНЫХ ЯДРАХ В ТЕОРИИ МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ

А. В. Тарасов

Объединенный институт ядерных
исследований, Дубна

Представлены основные результаты теории многократного рассеяния относительно реакций когерентного и некогерентного рождения частиц (и резонансов) на атомных ядрах. В частности, подробно обсуждаются эффекты, связанные со спином рождающихся частиц.

The main results of the multiple scattering theory of coherent and incoherent particle and resonance production off nuclei are presented.

In particular, the spin effects of the produced particles are discussed in detail.

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы разными экспериментальными группами довольно интенсивно исследуются процессы рождения нестабильных частиц (резонансов) на атомных ядрах [1—20]. Основная цель этих исследований — получение информации о характеристиках взаимодействия нестабильных частиц с нуклонами, недоступных изучению в экспериментах с водородными мишенями, или измерение радиационных ширин распада резонансов. Теоретическим аппаратом, используемым при анализе экспериментальных данных, является теория многократного рассеяния (ТМР), развитая первоначально в работах Глаубера [21—24] применительно к описанию процессов упругого и квазиупругого рассеяния частиц высоких энергий ядрами, а затем обобщенная в работах нескольких групп авторов [25—54] с целью описания процессов рождения частиц на ядерных мишенях.

Настоящий обзор представляет собой попытку систематизированного изложения наиболее существенных результатов теории когерентного и некогерентного рождения частиц в адрон-ядерных столкновениях, полученных в так называемом приближении Глаубера. Приближение Глаубера эквивалентно следующему простому

предположению о физической картине взаимодействия быстрых частиц с ядрами. Время прохождения быстрых частиц через ядро намного меньше характерных времен, в течение которых нуклоны ядра могут заметно сместиться из того положения, в котором они находились в момент столкновения частицы с ядром. Поэтому взаимодействие происходит как бы с системой неподвижных центров (нуклонов), вероятность той или иной конфигурации которых определяется волновыми функциями начального и конечного состояния ядра-мишени.

Специфическая черта динамики сильных взаимодействий при высоких энергиях — коллимирование продуктов распада в узком угловом конусе вокруг направления движения налетающей частицы обеспечивает практически прямолинейное распространение быстрых частиц через ядро, что позволяет использовать для их описания эйкональное приближение и соответствующую ему технику прицельных параметров. Если бы радиус сильного взаимодействия при высоких энергиях r_h был намного меньше средних межнуклонных расстояний в ядре, то прямолинейность распространения обеспечивала бы не более одного столкновения быстрой частицы с каким-либо нуклоном ядра, причем сами эти столкновения описывались бы амплитудами на массовой поверхности. Однако до сих пор неясно, какой из параметров с размерностью длины в теории сильных взаимодействий следует отождествить с величиной r_h . И если в качестве оценки ее квадрата взять параметр наклона дифференциального сечения упругого адрон-адронного рассеяния $\tilde{B} = 8 \div 10 \text{ Гэв}^{-2} = 0,3 \div 0,4 \text{ ферми}^2$, то окажется, что он того же порядка, что и средний квадрат расстояния между нуклонами ядра. Поэтому пренебрежение немассовыми эффектами в амплитудах внутриядерных столкновений является неоправданным и возникает задача корректного учета этих эффектов. В этой связи в литературе даже обсуждался вопрос о возможности использования ядерных мишеней для изучения неасимптотических (виртуальных) состояний частиц (или систем частиц) с нуклонами. Однако до сих пор завершенной теоретической схемы, корректно учитывающей немассовые эффекты и являющейся основой для анализа экспериментальных данных в духе высказанных идей, не существует. Поэтому пока с необходимостью используется глауберовская схема описания взаимодействия частиц с ядрами. Два обстоятельства могут служить этому некоторым оправданием. Во-первых, в теории потенциального рассеяния в эйкональном приближении происходит полная (точная) компенсация немассовых эффектов [25] и тех эффектов кратных столкновений внутри ядра, в которых какой-либо нуклон участвует более одного раза (такие столкновения возможны, если, например, два нуклона находятся на расстоянии, меньшем радиуса взаимодействия частицы с нуклонами). Во-вторых, теория Глаубера,

построенная в предположении, что подобная компенсация имеет место и в общем случае (непотенциальное рассеяние), описывает всю совокупность экспериментальных данных об упругом и квазиупругом рассеянии частиц высоких энергий ($T > 1 \text{ ГэВ}$) атомными ядрами [26]. Пока не доказано обратное, естественно предположить, что построенная в подобных приближениях теория процессов рождения частиц в адрон-ядерных столкновениях правильно описывает эти процессы.

1. ОБЩАЯ СТРУКТУРА АМПЛИТУД И СЕЧЕНИЙ ПРОЦЕССОВ РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ НА ЯДРАХ В ТЕОРИИ ГЛАУБЕРА

Обсудим структуру амплитуд рассматриваемых ниже реакций вида

$$a + A_i \rightarrow b + A_f, \quad (1)$$

где a (b) — налетающая на ядро (родившаяся) частица; A_i (A_f) — ядро-мишень в начальном (конечном) состоянии. Ясно, что в описанной выше схеме теории основными составляющими элементами должны быть S -матричные элементы последовательных столкновений быстрой частицы с нуклонами ядра, из которых результирующий S -матричный элемент реакции (1) в представлении прицельного параметра \mathbf{b} строится мультипликативно.

При обсуждении столкновений быстрых частиц с нуклонами ядра ограничимся рассмотрением только бинарных реакций вида

$$x + N \rightarrow y + N, \quad (2)$$

где x (y) — частицы или резонансы, поскольку в процессах рождения частиц b конечной массы $m_b^2 \ll S$ (S — квадрат полной энергии в системе центра масс сталкивающихся частиц) именно такие столкновения играют основную роль.

Пусть f_{xy} — амплитуда процесса (2) на покоящемся в начале координат нуклоне, нормированная условием

$$d\sigma/d\Omega = |f_{xy}|^2.$$

В качестве независимых кинематических переменных реакций (2) удобно выбирать импульс \bar{k} налетающей частицы a и поперечный, т. е. лежащий в плоскости, ортогональной импульсу k , переданный нуклону импульс \mathbf{q}_T , причем $\mathbf{q}_T \approx k\theta$, где θ — угол рассеяния.

Изменение импульса k быстрых частиц при столкновениях обычно ничтожно мало по сравнению с самой величиной k и им можно пренебречь, так что k является общей энергетической характеристикой всех последовательных столкновений, и поэтому зависимость амплитуды f_{xy} от k всюду будет опускаться.

S -матричный элемент реакции (2) на нуклоне, находящемся в точке с радиус-вектором \mathbf{r} , связан с амплитудой f_{xy} этой реакции соотношением

$$S_{xy}(q) = [2ik\delta^{(2)}(\mathbf{q}_T) + if_{xy}(\mathbf{q}_T)] \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}), \quad (3)$$

где \mathbf{q} — трехмерный вектор импульса, переданного нуклону в реакции (2), причем его продольная составляющая при малых углах рассеяния θ может считаться независимой от этого угла и определяется в основном разностью масс частиц x и y

$$q_L \approx (m_y^2 - m_x^2)/2k. \quad (4)$$

Фазовый множитель $\exp(i\mathbf{q}\mathbf{r})$ в (3) есть результат действия оператора сдвига.

Переход от представления переданного импульса (\mathbf{q}) к представлению прицельного параметра (\mathbf{b}) осуществляется с помощью фурье-преобразования

$$S(\mathbf{b}, \mathbf{r}) = \frac{1}{2\pi k} \int S(\mathbf{q}_T, \mathbf{r}) \exp(-i\mathbf{q}_T\mathbf{b}) d^2q_T. \quad (5)$$

Вводя профилирующий оператор обычным соотношением

$$\gamma(\mathbf{b}) = \frac{1}{2\pi ik} \int f(\mathbf{q}_T) \exp(-i\mathbf{q}_T\mathbf{b}) d^2q_T, \quad (6)$$

получаем

$$S_{xy}(\mathbf{b}, \mathbf{r}) = \exp[i(q_L)_{xy}z] [\delta_{xy} - \gamma_{xy}(\mathbf{b}-\mathbf{s})], \quad (7)$$

где z и s — соответственно продольная (вдоль импульса k) и поперечная составляющие радиус-вектора \mathbf{r} .

Вместо индекса xy в (7) удобно использовать порядковый (в хронологической последовательности) номер n столкновения, в результате которого на одном из нуклонов ядра протекает реакция (2).

Учитывая упомянутую выше мультипликативность S -матричных элементов последовательных столкновений и принцип суперпозиции квантовой механики, нетрудно видеть, что в теории Глаубера результирующий S -матричный элемент реакции (1) дается выражением

$$S_{ab}^{if} = \frac{k}{2\pi} \int u_i^*(\mathbf{r}_1 \dots \mathbf{r}_A) \left. \begin{aligned} & \sum_T \prod_{n=1}^A S_n(\mathbf{b}, \mathbf{r}_{k_n}) \times \\ & \times u_i(\mathbf{r}_1 \dots \mathbf{r}_A) \exp(i\mathbf{q}_T\mathbf{b}) d^2b \prod_{k=1}^A d^3r_k. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Здесь $u_{i(f)}$ — волновые функции начального (конечного) состояния ядра; k_n — номер нуклона, испытавшего n -е соударение; A — атомный номер. Символ T означает хронологическое упорядочение величин S_n под знаком произведения, поскольку в общем

случае они не коммутируют между собой. Наконец, суммирование (8) осуществляется как по всем возможным комбинациям промежуточных возбуждений быстрых частиц, так и по всем перестановкам нуклонов на временной оси, совпадающей с осью z -направления движения быстрых частиц.

Хотя при столкновениях быстрых частиц с нуклонами ядра последние могут также возбуждаться (превращаться в нуклонные изобары), такие события здесь не будем рассматривать, поскольку это намного расширило бы класс обсуждаемых реакций. Будем исходить из того, что при достаточно хорошем энергетическом разрешении эксперимента реакции с возбуждением нуклонов ядра можно отделить от реакций без их возбуждения, и только их будем обсуждать далее.

Специфические для неупругих реакций ($x \neq y$) осциллирующие множители $\exp[i(q_L)_{xyzk_n}]$ в (7) при конечных энергиях подавляют вклады промежуточных столкновений с большим изменением массы быстрой частицы, что позволяет учитывать лишь ограниченное число видов промежуточных реакций (2).

Обычно энергетическое разрешение экспериментальных установок в большинстве опытов по изучению процессов рождения частиц на ядерных мишенях не позволяет выделить реакции (1) с переходом ядра в определенное конечное состояние u_f . Измеряемые в эксперименте величины представляют сумму сечений многих возбуждений ядра

$$d\sigma/d\Omega = \sum_f |F_{ab}^{if}|^2; iF_{ab}^{if} = S_{ab}^{if} - 2\pi k \delta_{ab} \delta^{if} \delta(q_T). \quad (9)$$

Число таких возбуждений зависит от энергетического разрешения аппаратуры, и если это разрешение не лучше $50 \div 100$ Мэв, то возбужденные состояния ядра с хорошей точностью насыщают условие полноты

$$\sum_f u_f u_f = I. \quad (10)$$

Это позволяет исключить волновые функции конечного состояния ядра из выражений для измеряемых сечений (9). В пренебрежении эффектами, связанными с тождественностью нуклонов, которые несколько подробнее будут обсуждаться ниже, для величин (9) получим следующее представление:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dt} = \frac{\pi}{k^2} \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{4\pi} \int u_i^* S(\mathbf{b}, \mathbf{r}_1 \dots \mathbf{r}_A \dots) S^+(\mathbf{b}', \mathbf{r}_1 \dots \mathbf{r}_A) u_i \times \\ \times \exp(i\mathbf{q}_T(\mathbf{b} - \mathbf{b}')) db db' \prod_{i=1}^A dr_i. \end{aligned} \quad (11)$$

На первый взгляд недостаточно точное знание таких величин, как волновые функции u_i основного состояния ядра, делает результаты теоретических расчетов сечений (11) модельно зависимыми. На самом же деле оказывается, что только неопределенности в знании одночастичных плотностей распределения нуклонов в ядре

$$\rho(\mathbf{r}) = A \int |u_i(\mathbf{r}, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_A)|^2 d\mathbf{r}_2 \dots d\mathbf{r}_A \quad (12)$$

могут заметно сказаться на результатах таких расчетов. Чувствительность сечений (11) к более сложным характеристикам структуры ядра, таким, как корреляционные функции разных рангов, настолько низка, что при практических расчетах в процессе обработки экспериментальных данных существование корреляций можно или вообще игнорировать, или в лучшем случае учитывать в какой-то достаточно простой модели [27].

Что же касается величин (12), то они достаточно хорошо изучены в экспериментах по упругому рассеянию электронов на ядрах. Пренебрежение корреляциями нуклонов в ядре обычно выражается в использовании соотношения факторизации:

$$|u_i(\mathbf{r}_1 \dots \mathbf{r}_A)|^2 = \prod_{i=1}^A \rho(\mathbf{r}_i)/A. \quad (13)$$

При необходимости учета спиновой (по спине нуклона) структуры амплитуд реакций (2) и спиновой зависимости волновых функций, а также эффектов тождественности нуклонов ядра, соотношение (13) должно быть заменено более общим

$$u_i(\mathbf{r}_1 \dots \mathbf{r}_A, \sigma) u_i^*(\mathbf{r}' \dots \mathbf{r}'_A, \sigma) = \prod_{i=1}^A \hat{\rho}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}'_i, \sigma_i), \quad (14)$$

где $\hat{\rho}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}'_i, \sigma)$ — одночастичная матрица плотности нуклонов ядра, нормированная условием

$$\int \text{Sp} \rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}, \sigma) d\mathbf{r}/2 = A. \quad (15)$$

В выражение для сечения (11), не учитывающее эффектов тождественности, входят величины $\hat{\rho}(\mathbf{r}, \mathbf{r}, \sigma)$, диагональные по пространственным переменным. Из общих соображений очевидно, что структура их следующая:

$$\rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}, \sigma) = [I\rho(\mathbf{r}) + i\sigma \langle s \rangle / A] \mu(\mathbf{r}) / 2, \quad (16)$$

причем $\int \rho(\mathbf{r}) d\mathbf{r} = \int \mu(\mathbf{r}) d\mathbf{r} = A$. Здесь $\langle s \rangle$ среднее значение спина ядра в данном состоянии; A — его атомный номер.

Поскольку удельный спин нуклонов в ядре s/A ничтожно мал практически для всех ядерных мишеней, обычно используемых в экспериментах, второе слагаемое можно опустить.

Таким образом, основными структурными элементами в выражении для сечений (11) оказываются величины

$$-iV_{xy}(b) = \text{Sp} \int \gamma_{xy}(\mathbf{b}-\mathbf{s}, \sigma) \rho(\mathbf{s}, z) d^2\mathbf{s}/2 \quad (17)$$

и

$$\begin{aligned} & U_{xy, uv}(\mathbf{b}, \mathbf{b}', z) = \\ & = \text{Sp} \int \gamma_{xy}(\mathbf{b}'-\mathbf{s}, \sigma) \gamma_{uv}^+(\mathbf{b}-\mathbf{s}, \sigma) \rho(\mathbf{s}, z) d^2\mathbf{s}/2. \end{aligned} \quad (18)$$

2. ОПТИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ

Сначала рассмотрим более подробно структуру величин (17), называемых оптическими потенциалами процессов (2). Прежде всего видно, что они конструируются из амплитуд таких процессов, усредненных по спину нуклона, т. е. эффективно из амплитуд рождения или рассеяния частиц на бесспиновых нуклонах. Зависимостью этих амплитуд от спиновых характеристик быстрых частиц пренебрегать нельзя, поскольку спин большинства частиц (особенно резонансов) отличен от нуля. При учете этой зависимости удобно пользоваться представлением спиральности в лабораторной системе координат. Законом сохранения полного момента определяется поведение спиральных амплитуд процессов (2) под малыми углами, усредненных по спину нуклонов:

$$f_{\lambda_x \lambda_y}(q) = i^n c_{ik\dots l} q_{i\tau} q_{k\tau} \dots q_{l\tau} \Phi(q), \quad \Phi(0) = 1, \quad (19)$$

где $c_{ik\dots l}$ — симметрический тензор ранга $n = |\lambda_x - \lambda_y|$, свертка которого по любой паре индексов равна нулю; λ_x, λ_y — спиральности частиц x и y .

Представим оптический потенциал (17) в следующем виде:

$$V_{xy}(\mathbf{r}) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int f_{xy}(\mathbf{q}) S(\mathbf{q}_\tau, z) d^2q_\tau \exp(iq_\tau b), \quad (20)$$

где

$$S(\mathbf{q}_\tau, z) = \int \rho(\mathbf{r}) \exp(i\mathbf{q}_\tau \mathbf{b}) d^2b.$$

Форм-фактор $S(\mathbf{q}_\tau, z)$ ограничивает существенную область интегрирования значениями $q_\tau \sim R^{-1}$, где R — радиус ядра. Учитывая, что скорость изменения скалярных функций $\Phi(q)$ определяется радиусом элементарного взаимодействия $r_h = \sqrt{B}$, много меньшим радиуса ядра, можно в первом приближении пренебречь q — зависимостью величин $\Phi(q)$. Это приближение эквивалентно использованию профилирующих операторов вида:

$$\gamma_{\lambda_x \lambda_y}(\mathbf{b}-\mathbf{s}) = c_{ik\dots l} \nabla_i \nabla_k \dots \nabla_l \delta^{(2)}(\mathbf{b}-\mathbf{s}), \quad (21)$$

где $\nabla_i = (\partial/\partial^2 b)_i$. При этом оптический потенциал оказывается пропорционален производным от ядерной плотности

$$V_{xy}(\mathbf{r}) = c_{ik\dots l} (\partial/\partial b_i \dots \partial/\partial b_l) \rho(b, z). \quad (22)$$

Учет конечности радиуса элементарного взаимодействия приводит к некоторой эффективной перенормировке параметров, характеризующих распределение нуклонов в ядре. Из анализа экспериментальных данных по упругому рассеянию электронов на ядрах следует, что нуклоны в ядре распределены в основном равномерно внутри сферы радиуса R с некоторой размазкой вблизи границы этой сферы. Обычно это обстоятельство учитывается использованием феноменологической плотности следующего вида:

$$\left. \begin{aligned} \rho(r) &= \rho_0 \{1 + \exp[(r-R)/a]\}; \\ R &= r_0 A^{1/3}; r_0 = 1,06 \div 1,12 \text{ ферми}; a = 0,545 \text{ ферми}. \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

Однако весьма близкие результаты получаются при использовании плотности вида

$$\begin{aligned} \rho(\mathbf{r}) &= \int \rho_1(\mathbf{r}-\mathbf{r}') \rho_2(\mathbf{r}') d\mathbf{r}'; \\ \int \rho_1(r) dr &= A; \int \rho(r) dr = 1, \end{aligned} \quad (24)$$

где $\rho_1(r) = \theta(R^2 - r^2) [3A/4\pi R^3]$; $\rho_2(r)$ — некоторая быстроубывающая гладкая функция, роль которой сводится к размазыванию однородного распределения вблизи границы ядра.

При обработке некоторых экспериментальных данных по eA -рассеянию $\rho_2(r)$ бралась в гауссовой форме

$$\rho_2(r) \sim \exp(-r^2/2g^2); g \approx 0,9 \div 1 \text{ ферми}. \quad (25)$$

При этом удавалось описать экспериментальные данные с такой же точностью, как и при использовании Ферми-распределения (23).

Ясно, что параметр g в (25) пропорционален толщине поверхностного слоя ядра $\tau = 4a \ln 3$. Если при малых q аппроксимировать $\varphi(q)$, как обычно, выражением вида

$$\varphi(q) \sim \exp(-Bq^2/2), B = 8 \div 10 \Gamma \varepsilon^{-2} = 0,32 \div 0,4 \text{ ферми}^2,$$

а $\rho(r)$ выбрать в виде (24), (25), то в соотношении (17), определяющем оптический потенциал, это эквивалентно использованию функций профиля нулевого радиуса (21) и эффективной функции размазки $\rho_2(r)$ с перенормированными значениями параметров:

$$\rho_2(r)_{\text{eff}} \sim \exp\{-b/[2(g^2 + B)] - z^2/2g^2\}. \quad (26)$$

Учитывая далее, что феноменологически плотности вида (24) содержат в себе эффекты электромагнитной структуры нуклона, аппроксимируя при малых q электрический форм-фактор протона гаус-

совой формой

$$G(q) = \exp(-\langle r_{e.m.}^2 \rangle q^2/6), \quad r_{e.m.}^2 \approx 0,64 \text{ ферми}^2$$

и вычитая эти эффекты из оптических потенциалов (17) адрон-ядерных взаимодействий, получаем, что параметры размазывания g в эффективных плотностях, описывающих адрон-ядерные и электрон-ядерные столкновения, связаны следующим соотношением:

$$g_h^2 = g_{e.m.}^2 + B - \langle r_{e.m.}^2 \rangle/3, \quad (27)$$

где $g_{e.m.} = g$. Подставляя численные значения g , B , $r_{e.m.}$, получаем, что g_h всего на 7—10% больше $g_{e.m.} = g$.

Соответственно $\tau_h \approx \tau_{e.m.} [1 + (0,07 \pm 0,1)]$. Разумеется, строго говоря, эффект конечности радиуса элементарного взаимодействия r_h не сводится к такой простой перенормировке эффективных параметров ядерной плотности. Однако другие детали сглаживаются при вычислении сечений процессов, которые даются интегралами от выражений, содержащих оптические потенциалы (см. ниже).

Отметим, что с вычислительной точки зрения наиболее удобно использовать плотности вида (24) с функцией размазки

$$\rho_2(r) \sim 1/(r^2 + c^2)^n, \quad n \geq 3. \quad (28)$$

При этом интегралы вида $\int_{z_1}^{z_2} \rho(b, z') dz' \exp(iq_L z')$, являющиеся основным составным элементом в формуле для сечения (11), вычисляются в указанных моделях в явном виде, что сокращает кратность интегралов и упрощает численные расчеты при обработке экспериментальных данных или при проведении теоретических расчетов. Надлежащим выбором параметров c , R и показателя n плотность (24) с функцией размазки (28) можно сколь угодно точно приблизить к фермиевской (23) в области значений r , где обе плотности существенно отличны от нуля.

Возвращаясь к оптическим потенциалам, обсудим более подробно те из них, которые отвечают упругому рассеянию частиц, не сопровождающемуся изменением их спиральности. Легко видеть, что они даются выражением

$$V_{\lambda_x \lambda_x}(r) = i\sigma'_{xN}(\lambda_x) \rho(r)/2, \quad (29)$$

где $\sigma'_{xN}(\lambda_x) = \sigma_{xN}^{\text{tot}}(\lambda_x) (1 - i \operatorname{Re} f_{xN}(0)/\operatorname{Im} f_{xN}(0))$; $\sigma_{xN}^{\text{tot}}(\lambda_x)$ — полное сечение взаимодействия с неполяризованными нуклонами частиц (резонансов) x , находящихся в состоянии с проекцией спина λ_x на направление движения. В силу сохранения P -четности в сильных взаимодействиях $\sigma'(\lambda_x) = \sigma'(-\lambda_x)$ и число независимых спиральных составляющих полных сечений $x \langle N \rangle$ взаимодействия ($\langle N \rangle$ — неполяризованный нуклон) оказывается равным $[s_x + 1]$, где s_x — спин частицы x . Таким образом, при $s_x \geq 1$ для харак-

теристики $x(N)$ -взаимодействия недостаточно введения одного параметра σ_{xN}^{tot} , как это часто полагается. Например, при обсуждении взаимодействия векторных (псевдовекторных) частиц с нуклонами следует различать полные сечения взаимодействия продольно-поляризованных ($\lambda = 0$) и поперечно-поляризованных ($\lambda = \pm 1$) частиц с неполяризованными нуклонами. Описание взаимодействия частиц спина 2 (например, $A_{2,3}$ -мезонов) с неполяризованными нуклонами требует введения трех «полных сечений», соответствующих состояниям с различным значением спиральности, и т. д.

Коротко обсудим структуру величин (18), билинейных по амплитуде. В дальнейшем в явном виде они будут встречаться лишь при обсуждении эффектов многократных некогерентных перерассейаний в процессах перезарядки $\pi(K)$ -мезонов на ядрах. Поэтому опустим здесь все осложнения, связанные со спиральной структурой амплитуд. Кроме того, рассмотрим случай, когда оба профилирующих оператора $\gamma(\mathbf{b} - \mathbf{s}, \sigma)$ и $\gamma^+(\mathbf{b} - \mathbf{s}, \sigma)$ в (18) относятся к одному и тому же процессу (2). Переписывая выражение (18) в виде

$$\text{Sp} \int \frac{d^2q d^2q'}{k^2 (2\pi)^2} f_{xy}(\mathbf{q} - \mathbf{q}'/2, \sigma) f_{xy}^+(\mathbf{q} + \mathbf{q}'/2, \sigma) S(\mathbf{q}', z) \times \\ \times \exp[i\mathbf{q}(\mathbf{b} - \mathbf{b}') + i\mathbf{q}'((\mathbf{b} + \mathbf{b}')/2)]/2 \quad (30)$$

и с учетом разной скорости изменения амплитуд f_{xy} и форм-фактора $S(\mathbf{q}, z)$, проведем приближенное интегрирование по d^2q' в (30), вынося амплитуды из-под знака интеграла в точке $q' = 0$. В результате получаем

$$\left. \begin{aligned} \text{Sp} \int \frac{d^2q d^2q'}{k^2 (2\pi)^2} f_{xy}(\mathbf{q} - \mathbf{q}'/2, \sigma) f_{xy}^+(\mathbf{q} + \mathbf{q}'/2, \sigma) S(\mathbf{q}', z) \times \\ \times \exp[i\mathbf{q}(\mathbf{b} - \mathbf{b}') + i\mathbf{q}'((\mathbf{b} + \mathbf{b}')/2)]/2 \approx \\ \approx \omega_{xy}(\mathbf{b} - \mathbf{b}') \rho((\mathbf{b} + \mathbf{b}')/2); \\ \omega_{xy}(\beta) = \int \frac{d^2q}{k^2} \exp(i\mathbf{q}\beta) \frac{d\sigma_{xy}(\mathbf{q})}{d\Omega} \end{aligned} \right\} \quad (31)$$

Заметим, что в определение величины $\omega(\beta)$ входят также и составляющие амплитуд $f(\mathbf{q}, \sigma)$, зависящие от спина нуклона.

3. АМПЛИТУДЫ ПРОЦЕССОВ КОГЕРЕНТНОГО РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ В ОПТИЧЕСКОМ ПРЕДЕЛЕ

Если зарядовые характеристики (заряд, странность, барионный заряд) частиц a и b совпадают, то возможны процессы

$$a + A \rightarrow b + A \quad (32)$$

без возбуждения ядра-мишени, называемые когерентными.

При значениях переданного импульса q_T , близких к нулю, вклад когерентных процессов в измеряемое сечение (9) доминирует. Однако он довольно быстро убывает с ростом переданного импульса, так что при $q_T \gg R^{-1}$ основным является вклад от процессов с возбуждением и развалом ядра, называемых некогерентными.

Таким образом, измеряемое на опыте сечение рождения частиц в реакциях (1) с теми же зарядовыми характеристиками, что и у частиц пучка, состоит из двух компонент: быстроменяющейся (примерно как квадрат ядерного форм-фактора) — когерентной и медленноменяющейся (как сечение рождения частиц на свободных нуклонах) — некогерентной. На возможности разделения этих компонент и основан метод экспериментального изучения процессов когерентного рождения (32).

Сечения таких процессов даются квадратом модуля амплитуды (8), в которой следует положить $U_f = U_i$. В пренебрежении корреляциями нуклонов в ядре амплитуды и, следовательно, сечения этих процессов выражаются только через оптические потенциалы (17).

На первый взгляд выражения для амплитуд довольно сложны, поскольку включают эффекты возможных промежуточных возбуждений быстрых частиц, могущих связывать их начальные a и конечные b состояния.

Однако упоминавшееся выше подавление промежуточных возбуждений большой массы и малость парциальных сечений процессов рождения частиц конечной массы, по сравнению с сечениями упругого адрон-нуклонного рассеяния, позволяет рассматривать процессы неупругих взаимодействий частиц внутри ядра как возмущение и учитывать их в низших порядках. В большинстве случаев оказывается достаточным учесть только неупругое столкновение

$$a + N \rightarrow b + N, \quad (33)$$

приводящее сразу к превращению частицы a в частицу (резонанс) b и всевозможные упругие перерассеяния частиц a (b) до (после) процесса рождения. В этом случае говорят об одноступенчатом механизме реакции рождения. Если реакция

$$a + A \rightarrow b + A$$

протекает по схеме

$$\left. \begin{aligned} a + N_1 &\rightarrow c + N_1; \\ c + N_2 &\rightarrow b + N_2 \end{aligned} \right\} \quad (34)$$

плюс всевозможные упругие перерассеяния частиц a , b , c на остальных нуклонах, то процесс называется двухступенчатым

и т. д. Необходимость в учете более сложных механизмов до сих пор не возникала.

Процессы упругого рассеяния с переворотом спина быстрой частицы (изменение спиральности) удобно трактовать также как неупругие, по причине их малой интенсивности (по крайней мере при малых переданных импульсах, характерных для когерентных процессов), и потому, что они переводят частицу в другое спиральное состояние, в котором упругое рассеяние (без переворота спина) ее нуклоном, в соответствии со сказанным выше, может быть иным.

Тогда, например, такой процесс, в котором переход $a \rightarrow b$ происходит по схеме (34), но затем частица b в результате спин-флипового перерассеяния меняет свое спиральное состояние, а следовательно, может изменить и характеристики своего взаимодействия с нуклонами, эффективно является двухступенчатым. В этом случае c и b в (34) — не разные частицы, а разные спиральные состояния одной и той же частицы.

Из общего представления (8) нетрудно получить выражение для амплитуд одно- и двухступенчатых когерентных переходов, поскольку задача сводится к использованию обычной комбинаторики:

$$F^I = F_{a \rightarrow b} = \frac{k}{2\pi} \int V_{ab}(\mathbf{b}, z) \exp[i\mathbf{q}_T \mathbf{b} + i(q_L)_{ab} z] \times \\ \times \exp_{A,1} \left(i \int_{-\infty}^z V_{aa}(\mathbf{b}, z') dz' + i \int_z^{\infty} V_{bb}(\mathbf{b}, z') dz' \right) dz d^2\mathbf{b}; \quad (35)$$

$$F^{II} = F_{a \rightarrow c \rightarrow b} = \frac{ik}{2\pi} \cdot \frac{A-1}{A} \int V_{ac}(\mathbf{b}, z_1) V_{cb}(\mathbf{b}, z_2) \times \\ \times \exp[i\mathbf{q}_T \mathbf{b} + i(q_L)_{ac} z_1 + i(q_L)_{cb} z_2] \times \\ \times \exp_{A,2} \left(i \int_{-\infty}^{z_1} V_{aa}(\mathbf{b}, z') dz' + i \int_{z_1}^{z_2} V_{cc}(\mathbf{b}, z') dz' + \right. \\ \left. + i \int_{z_2}^{\infty} V_{bb}(\mathbf{b}, z') dz' \right) \theta(z_2 - z_1) dz_1 dz_2 d^2\mathbf{b}, \quad (36)$$

где

$$\exp_{A,h} x = (1 + x/A)^{A-h} = \exp(x) + 0(1/A).$$

С точностью до исчезающих в оптическом пределе ($A \rightarrow \infty$) величин выражение для амплитуды одноступенчатого перехода можно представить в виде:

$$F^I = F_{a \rightarrow b} = \frac{k}{2\pi} \int \psi_b^{+*}(\mathbf{r}) V_{ab}(\mathbf{r}) \psi_a^-(\mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad (37)$$

где ψ_b^+ (ψ_a^-) представляют сходящиеся (расходящиеся) искаженные волны частиц b (a), распространяющихся в среде, взаимодействие с которой описывается эффективными (оптическими) потенциалами V_{bb} и V_{aa} , а переходы $a \rightarrow b$ — потенциалом V_{ab} . Аналогичную, хотя несколько более сложную, интерпретацию допускает и выражение для амплитуд двухступенчатых процессов. Переход к оптическому пределу в (35), (36) можно осуществить уже начиная с $A \gtrsim 10$ с погрешностью порядка $2 \div 3\%$.

4. СТРУКТУРА СПИРАЛЬНЫХ АМПЛИТУД ПРОЦЕССОВ КОГЕРЕНТНОГО РОЖДЕНИЯ В ОДНОСТУПЕНЧАТОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Рассмотрим структуру спиральных амплитуд реакций когерентного рождения в одноступенчатом приближении. Учитывая связь оптических потенциалов с плотностью и выполняя интегрирование по углу φ между направлениями поперечного переданного импульса и прицельного параметра, получаем, пренебрегая q -зависимостью скалярных функций] $\varphi(q)$, следующие соотношения:

$$F_{\lambda_a \lambda_b} = f_{\lambda_a \lambda_b}(q) S^{(n)}(q_T, q_L, \sigma'_{aN}(\lambda_a), \sigma'_{bN}(\lambda_b)); \quad (38)$$

$$S^{(n)} = \int \frac{J_n(qb)}{q^n} b^{n+1} \left(-\frac{1}{b} \frac{\partial}{\partial b} \right)^n \rho(b, z) \exp \left[-\frac{\sigma'_1}{2} T_-(b, z) - \frac{\sigma'_2}{2} T_+(b, z) + iq_L z \right] db dz, \quad (39)$$

где

$$n = |\lambda_a - \lambda_b|; \quad T_-(b, z) = \int_{-\infty}^z \rho(b, z') dz'; \quad T_+(b, z) = \int_z^{\infty} \rho(b, z') dz'.$$

Величину $S^{(n)}$ будем называть обобщенным ядерным форм-фактором n -го порядка.

В борновском приближении ($\sigma_a = \sigma_b = 0$) все они равны между собой и совпадают с форм-фактором ядра $S(q)$, который определяется как Фурье-преобразование ядерной плотности

$$S(q) = \int \rho(\mathbf{r}) \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}) d\mathbf{r}.$$

Взаимодействие частиц a и b в начальном и конечном состояниях с ядерным веществом при высоких энергиях ($\text{Re } f(0)/\text{Im } f(0) \rightarrow 0$), сводящееся практически только к поглощению, приводит к различию форм-факторов $S^{(n)}$. Одной из причин этого различия является возможное неравенство сечений bN -взаимодействия в разных спиральных состояниях. Другая причина — различие в самой структуре величин $S^{(n)}$. Поскольку стабильные частицы a , пучками которых облучаются ядра, имеют спин или 0, или $1/2$,

то $\sigma_{aN}(\lambda_a) = \text{const}(\lambda_a)$ (с точностью до несущественных эффектов слабых взаимодействий, нарушающих сохранение P -четности) и в дальнейшем в целях упрощения формул индекс λ_a у величин σ_{aN} будет опускаться.

В идеале программа исследования реакций когерентного рождения должна состоять в измерении всех различных для данного процесса форм-факторов $S^{(n)}$ и в определении (в основном подгонкой A -зависимости величин $S^{(n)}$) всех спиральных компонент $\sigma_{bN}(\lambda_b)$ полных сечений bN -взаимодействия. Измерение же всех форм-факторов $S^{(n)}$ предполагает, наряду с измерением сечения процесса (32), проведение также поляризационных измерений, т. е. измерение элементов матрицы плотности частицы b , определяемых соотношением:

$$\rho^{\lambda_b \lambda_b'} = \sum_{\lambda_a} F_{\lambda_a \lambda_b} F_{\lambda_a \lambda_b'}^* / \sum_{\lambda_a \lambda_b} |F_{\lambda_a \lambda_b}|^2. \quad (40)$$

Последние же, как известно, определяются из анализа угловых распределений продуктов распада исследуемого резонанса.

Основная трудность на пути осуществления этой программы состоит в малости спин-флиповых амплитуд $F_{\lambda_a \lambda_b}(\lambda_a \neq \lambda_b)$ в области передач импульса, где сечение процессов когерентного рождения заметно отлично от нуля:

$$F_{\lambda_a \lambda_b} / F_{\lambda_a \lambda_a} \sim (q/m)^{|\lambda_a - \lambda_b|}, \quad m \approx 1 \text{ Гэв}, \quad q \sim 2R^{-1} \sim 0,1 \div 0,2 \text{ Гэв}. \quad (41)$$

Таким образом, лишь наблюдаемые величины, билинейные по амплитудам переходов без изменения спиральности ($\Delta\lambda = 0$) и линейные по этим величинам и амплитудам переходов с $\Delta\lambda = 1$, можно реально измерить с достаточно хорошей точностью. Другими словами, это означает, что можно надеяться на измерение только форм-факторов $S^{(0)}$ и $S^{(1)}$.

5. СВОЙСТВА ОБОБЩЕННЫХ ЯДЕРНЫХ ФОРМ-ФАКТОРОВ

Для простоты рассмотрим $S^{(0)}$ и $S^{(1)}$ в высокоэнергетическом пределе $k \rightarrow \infty$, $q_L \rightarrow 0$. В этом случае интегрирование по dz в (39) для $S^{(0)}$ и $S^{(1)}$ можно выполнить явно. Используя затем соотношение

$$xJ_0(x) = \frac{d}{dx}(xJ_1(x)) \quad (42)$$

и интегрируя по db по частям, можно представить $S^{(0)}$ в виде линейной комбинации величин $S^{(1)}$:

$$S^{(0)}(q, 0, \sigma_1, \sigma_2) = (\sigma_2 - \sigma_1)^{-1} [\sigma_2 S^{(1)}(q_T, 0, \sigma_1, \sigma_2) - \sigma_1 S^{(1)}(q_T, 0, \sigma_1, \sigma)]. \quad (43)$$

Рассмотрим q -зависимость величин

$$S^{(1)} = -2\pi \int \frac{J_1(qb)}{qb} b^2 \frac{dT(b)}{db} \exp\left(-\frac{\sigma}{2} T(b)\right) db, \quad (44)$$

где

$$T(b) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(b, z) dz.$$

На рис. 1 представлена величина $-b^2 \frac{dT}{db} \exp\left[-\frac{\sigma}{2} T(b)\right]$, вычисленная для ядер с $A = 64, 125, 216$ и $\sigma = 30$ мбарн с плотностью (23). Видно, что она заметно отлична от нуля лишь при значениях b , близких к R . Поэтому при $qR \sim 1$ величину $J_1(qb)/(qb)$ с достаточной степенью точности можно вынести из-под знака интеграла в точке $b = R$. В результате такого приближенного интегрирования получаем

$$S^{(1)}(q_T, 0, \sigma, \sigma) \approx 2J_1(q_T R) \times S^{(1)}(0, 0, \sigma, \sigma)/(q_T R). \quad (45)$$

Учитывая (43), имеем с той же точностью

$$S^{(0)}(q_T, 0, \sigma_1, \sigma_2) = 2J_1(q_T R) \times S^{(0)}(0, 0, \sigma_1, \sigma_2)/(q_T R). \quad (46)$$

Наконец, очевидно, что и

$$S^{(1)}(q_T, 0, \sigma_1, \sigma_2) \approx 2J_1(q_T R) \times S^{(1)}(0, 0, \sigma_1, \sigma_2)/(q_T R). \quad (47)$$

Таким образом, при не очень больших передачах q_T -зависимость ядерных факторов $S^{(0)}$ и $S^{(1)}$ такая же, как у амплитуд рассеяния адронов на абсолютно черном ядре, что вполне естественно ввиду общей дифракционной природы всех процессов адрон-ядерного взаимодействия.

Учитывая, что основной вклад в сечение процессов когерентного рождения вносят переходы без изменения спиральности (в том случае, конечно, если они не запрещены правилами отбора

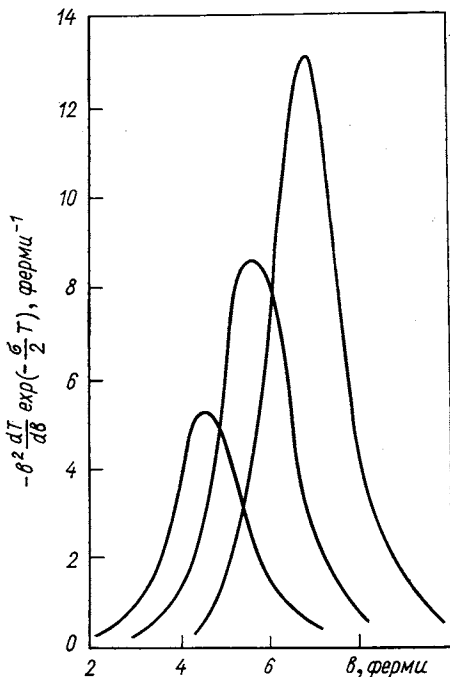


Рис. 1. Зависимость величин $-b^2 \frac{dT}{db} \exp\left[-\frac{\sigma}{2} T(b)\right]$ от прицельного параметра, рассчитанная с ядерной плотностью (23) для значений $\sigma = 30$ мбарн и $A = 64, 125, 216$

по спин-четности, см. ниже), и используя (46), можно оценить долю η событий когерентного рождения в интервале передач до первого дифракционного минимума $q_1 \approx x_1/R$, где x_1 — первый неисчезающий корень функции $J_1(x)$.

Для η легко получить

$$\eta = \int_0^{x_1 R^{-1}} \left| \frac{J_1(qR)}{qR} \right|^2 q dq / \int_0^\infty \left| \frac{J_1(qR)}{qR} \right|^2 q dq = 1 - J_0^2(x_1) = 0,85. \quad (48)$$

Видно, что в этом интервале передач импульса, где вклад процессов когерентного рождения еще доминирует над некогерентным «фоном», в самом деле сконцентрировано подавляющее большинство событий когерентного рождения. Среднее в этом интервале значение переданного импульса q , которому пропорциональны доступные измерению интерференционные характеристики $F_{\lambda_a \lambda_a}(q) \cdot F_{\lambda_a \lambda_a \pm 1}(q)$, примерно равно $2R^{-1}$.

Важной характеристикой обобщенных форм-факторов $S^{(n)}$ является их A -зависимость, которая согласно (45) — (47) определяется A -зависимостью их значений при $q = 0$. Как уже отмечалось, в борновском приближении ($\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma$)

$$S^{(n)}(q=0) = A. \quad (49)$$

Поглощение частиц a и b ядерным веществом нарушает как сам линейный закон изменения форм-факторов с изменением атомного номера A (49), так и равенство их между собой. Это легко видеть на примере частного случая $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma$. В этом случае имеем:

$$\left. \begin{aligned} S^{(0)}(0, \sigma, \sigma) &= N_1(\sigma/2) = \int T(b) \exp[-\sigma/2T(b)] d^2b = \\ &= N(\sigma/2, \sigma/2); \\ S^{(1)}(0, \sigma, \sigma) &= N(0, \sigma/2) = 2 \int \{1 - \exp[-\sigma/2T(b)]\} d^2b/\sigma, \end{aligned} \right\} \quad (50)$$

где

$$N(\sigma_1, \sigma_2) = \int d^2b \frac{\exp[-\sigma_1 T(b)] - \exp[-\sigma_2 T(b)]}{\sigma_2 - \sigma_1} \quad (51)$$

— так называемые эффективные числа нуклонов, определенные в работе [31].

На рис. 2 представлена A -зависимость величин $N(0, \sigma/2)$ и $N(\sigma/2, \sigma/2)$. Видно, что поглощением частиц в веществе интенсивность переходов без изменения спиральности ($\Delta\lambda = |\lambda_a - \lambda_b| = 0$) подавляется больше, чем интенсивность спин-флиповых переходов с $\Delta\lambda = 1$. Это связано с тем, что оптический потенциал, соответствующий спин-флиповым переходам, пропорционален производной от ядерной плотности $d\rho(r)/dr$, которая в случае почти

однородного распределения ядерного вещества заметно отлична от нуля лишь вблизи границы ядра $r = R$, где сама плотность уже мала и, следовательно, мало поглощение. Отсюда следует, что и чувствительность форм-факторов $S^{(1)}$ к величинам σ_{bN} ($\lambda_b = \lambda_a \pm 1$) должна быть ниже, чем чувствительность форм-факторов $S^{(0)}$ к величинам σ_{bN} ($\lambda_a = \lambda_b$).

Рассмотрим этот вопрос более подробно. В общем случае $\sigma_a \neq \sigma_b$: $S^{(0)}(0, \sigma_a, \sigma_b) = N(\sigma_a/2, \sigma_b/2)$; (52)

$$S^{(1)}(0, \sigma_a, \sigma_b) \approx [N(0, \sigma_a/2) + N(0, \sigma_b/2)]/2. \quad (53)$$

Соотношение (53) является точным в случае однородного распределения $\rho \sim \theta(R - r)$. В общем случае оно выполняется с точностью до величин порядка $(l_a^{-1} - l_b^{-1})^2 \tau^2$, где $l_x = (\rho_0 \sigma_x)^{-1}$ — длина свободного пробега частицы x в ядре; τ — толщина его поверхностного слоя.

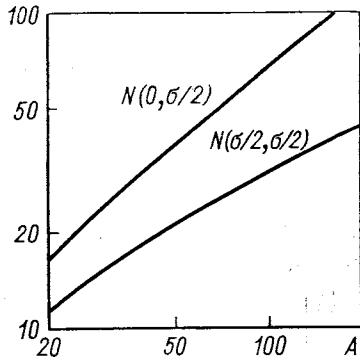


Рис. 2. Сравнительная A -зависимость значений форм-факторов $S^{(1)}(a = 0, \sigma_a = \sigma_b = \sigma) = N(0, \sigma/2)$ и $S^{(0)}(q = 0, \sigma_a = \sigma_b = \sigma) = N(\sigma/2, \sigma/2)$ для $\sigma = 25$ мбарн

6. РЕАЛЬНО ИЗМЕРИМЫЕ ВЕЛИЧИНЫ ПРОЦЕССОВ КОГЕРЕНТНОГО РОЖДЕНИЯ И ИХ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ К ИНТЕНСИВНОСТИ ПОГЛОЩЕНИЯ РОЖДАЕМЫХ ЧАСТИЦ

Используем (52) и (53) для оценки чувствительности измеряемых в эксперименте величин

$$d\sigma/d\Omega = |f_{ab}^{\Delta\lambda=0}|^2 |S^{(0)}(q, \sigma_a, \sigma_b(\lambda_a))|^2 + O(q^2/m^2); \quad (54)$$

$$\rho^{\lambda_1\lambda_2} = \frac{f_{ab}^{\Delta\lambda=1}}{f_{ab}^{\Delta\lambda=0}} \frac{S^{(1)}(q, \sigma_a, \sigma_b(\lambda_a \pm 1))}{S^{(0)}(q, \sigma_a, \sigma_b(\lambda_a))} + O\left(\frac{q^3}{m^3}\right) \quad (55)$$

к значениям подлежащих определению спиральных компонент полных сечений bN -взаимодействия.

Поскольку величины f_{ab} в соотношениях (54) и (55) являются не зависящими от спина нуклона частями амплитуд процесса $aN \rightarrow bN$, их нельзя найти из анализа экспериментальных данных о реакциях на водородной (дейтериевой) мишени без сложных поляризационных измерений, и, таким образом, они будут дополнительными параметрами, подлежащими определению. Для исключения их при анализе данных о когерентном рождении частиц на ядрах с целью получения сечений σ_{bN} приходится брать отношения величин (54) и (55) для разных мишеней. Таким образом,

величины σ_{bN} ($\lambda_a = \lambda_b$) определяются из анализа A -зависимости отношений

$$\eta_1 = \left| \frac{S^{(0)}(q, \sigma_a, \sigma_b, A)}{S^{(0)}(q, \sigma_a, \sigma_b, A_1)} \right|^2, \quad (56)$$

а величины σ_{bN} ($\lambda_b = \lambda_a \pm 1$) — из анализа A -зависимости отношений

$$\eta_2 = \frac{S^{(1)}(q, \sigma_a, \sigma_b, A)}{S^{(1)}(q, \sigma_a, \sigma_b, A_1)}, \quad (57)$$

где A_1 — атомный номер одного из ядер (обычно самого легкого), используемых в эксперименте в качестве мишени. Для демонстрации чувствительности величин $\eta_{1,2}$ к значениям сечений σ_{bN} на рис. 3 и 4 представлена A -зависимость отношений

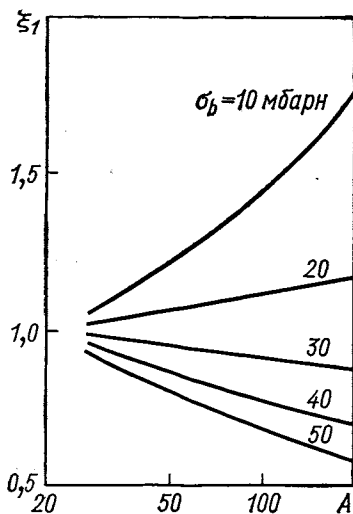


Рис. 3. Зависимость $\xi_1(\sigma_a, \sigma_b, A_1, A)$ от атомного номера A для $\sigma_a = 25$ мбарн, $A_1 = 20$ различных значений σ_b

$$\xi_1 = \frac{\eta_1(\sigma_a, \sigma_b)}{\eta_1(\sigma_a, \sigma_b = \sigma_a)}; \quad \xi_2 = \frac{\eta_2(\sigma_a, \sigma_b)}{\eta_2(\sigma_a, \sigma_b = \sigma_a)}$$

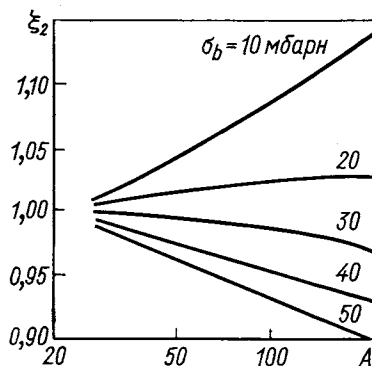


Рис. 4. Зависимость $\xi_2(\sigma_a, \sigma_b, A_1, A)$ от атомного номера A для $\sigma_a = 25$ мбарн, $A_1 = 20$ различных σ_b

для $\sigma_a = 25$ мбарн, $A_1 = 20$ и различных значений σ_b . Видно, что величина ξ_1 довольно заметно меняет свою A -зависимость при изменении параметра σ_b , чего нельзя сказать о величине ξ_2 . Изменение параметра σ_b более, чем в два раза, приводит в лучшем случае к 10%-му изменению величины ξ_2 . Такая низкая чувствительность поляризационных характеристик к значению величин σ_{bN} , усугубляемая обсуждавшейся выше малостью недиагональных элементов матрицы плотности $\rho^{\lambda_b \lambda_b}$, делает практически невозможным определение величин σ_{bN} ($\Delta\lambda = 1$) из анализа поляризационных характеристик процессов когерентного рождения.

Реально же из анализа данных о когерентном рождении частиц в реакциях (32) можно определить лишь величину $\sigma_{bN} (\Delta\lambda = 0)$, при условии, конечно, что переходы с $\Delta\lambda = 0$ разрешены правилами отбора по спину-четности. На самом деле существует целый класс реакций (32), в которых такие переходы запрещены. Это относится к реакциям рождения мезонными и фотонными пучками частиц, для которых не выполняется соотношение $P_b = P_a (-1)^{|s_b - s_a|}$. Например, процессы $\gamma A \rightarrow \pi^0 (\eta^0) A$, $\pi^\pm (K^\pm) A \rightarrow \rho^\pm (K^{*\pm}) A$, $\pi^- A \rightarrow A_2 A$ и т. д. идут исключительно за счет спин-флипового взаимодействия. Сечения этих процессов, которые называют недифракционными в отличие от обычных (дифракционных), пропорциональны квадрату модуля форм-фактора $S^{(1)}$ и соответственно чувствительность их к полным сечениям bN -взаимодействия вдвое выше, чем у поляризационных характеристик дифракционных процессов, но значительно ниже чувствительности сечений дифракционных процессов. Поэтому для определения, например, полных сечений взаимодействия поперечно-поляризованных K^* (ρ)-мезонов с нуклонами из анализа A -зависимости сечений реакций когерентного рождения $\pi (K) A \rightarrow \rho (K^*) A$ с той же точностью, с какой определены сечения взаимодействия продольно-поляризованных A_1 -мезонов из анализа данных о сечении процесса дифракционной диссоциации $\pi A \rightarrow A_1 A$ потребуется набор гораздо большей статистики.

7. РОЛЬ ДВУХСТУПЕНЧАТЫХ МЕХАНИЗМОВ

До сих пор обсуждался вклад лишь одноступенчатого механизма в амплитуду реакции (32). В некоторых случаях вклад двухступенчатого механизма в амплитуду рассматриваемого процесса может оказаться сравнимым со вкладом одноступенчатого. Обсудим два наиболее интересных примера подобного рода процессов.

Во-первых, это процессы фоторождения мезонов M на ядрах при высоких энергиях $\gamma A \rightarrow MA$. В этом случае наряду с механизмом прямого фоторождения $\gamma N \rightarrow MN$ важен учет также вклада двухступенчатого механизма $\gamma N_1 \rightarrow V^0 N_1$, $V^0 N_2 \rightarrow MN_2$ (N_1, N_2 — нуклоны ядра), где V^0 (ρ^0, ω, ϕ) — нейтральные векторные мезоны. Доминируют при этом обычно переходы $\gamma \rightarrow \rho^0 \rightarrow M$, а вклады с промежуточными ω и ϕ малы.

Во-вторых, это обсуждавшиеся выше в одноступенчатом приближении спин-флиповые переходы в дифракционных процессах $aA \rightarrow bA$. Наряду с прямым спин-флиповым переходом $aN \rightarrow bN$ при этом может оказаться важным вклад следующего механизма изменения спиральности: в самом акте рождения спиральность быстрой частицы не меняется, а ее изменение происходит в процессе упругого спин-флипового bN -перераспределения. Этот механизм

является эффективно двухступенчатым, поскольку никакие другие частицы помимо a и b не появляются в промежуточных состояниях.

В обоих упомянутых случаях первый переход $aN \rightarrow cN$ является переходом без изменения спиральности (в случае реакции $\gamma N \rightarrow \rho^0 N$ это обеспечивается специфическим правилом отбора — сохранением s -канальной спиральности, практически совпадающей при высоких энергиях со спиральностью в лабораторной системе). Поэтому соответствующий оптический потенциал пропорционален просто ядерной плотности

$$V_{ac}(r) = 2\pi f_{ac}(0) \rho(r)/k. \quad (58)$$

Если ограничиться рассмотрением реакции когерентного фоторождения только нейтральных псевдоскалярных мезонов (π^0 , η , x^0) на ядрах в первом случае и спин-флиповых переходов с $\Delta\lambda = 1$ во втором, то в обоих случаях оптический потенциал второй ступени пропорционален градиенту от ядерной плотности

$$V_{cb}(r) = \bar{c} \bar{\nabla}_b \rho(b, z), \quad \bar{c} = \text{const}. \quad (59)$$

Тогда с учетом (36) для вклада двухступенчатого механизма в амплитуду рассматриваемых процессов легко получить следующее выражение:

$$\begin{aligned} F^{\text{II}}(q) &= f_{cb}(q) \frac{2\pi}{k} f_{ac}(0) \int \theta(z_2 - z_1) \times \\ &\times \frac{\partial \rho(b, z_2)}{\partial b} \rho(b, z_1) \exp \left[-\frac{\sigma'_a}{2} T_-(b, z_1) - \right. \\ &- \frac{\sigma'_c}{2} (T_-(b, z_1) - T_-(b, z_2)) - \left. \frac{\sigma'_b}{2} T_+(b, z_2) \right] \times \\ &\times \frac{J_1(qb)}{q} \exp(iq_L^{ac} z_1 + iq_L^{cb} z_2) b db dz_1 dz_2. \end{aligned} \quad (60)$$

В пределе высоких энергий $k \rightarrow \infty$, q_L^{ac} , $q_L^{cb} \rightarrow 0$ формула (60) упрощается

$$F^{\text{II}}(q) = f_{cb}(q) \frac{f_{ac}(0)}{f_{cc}(0) - f_{aa}(0)} \{S^{(1)}(q, 0, \sigma_a, \sigma_b) - S^{(1)}(q, 0, \sigma_c, \sigma_b)\}, \quad (61)$$

а сумма вкладов одноступенчатого и двухступенчатого механизмов дается выражением

$$\begin{aligned} F &= F^{\text{I}} + F^{\text{II}} = f_{ab}(q) [(1 - W) S^{(1)}(q, 0, \sigma_a, \sigma_b) + \\ &+ W S^{(1)}(q, 0, \sigma_c, \sigma_b)], \end{aligned} \quad (62)$$

где

$$W = f_{cb}(q) f_{ac}(0) / \{f_{ab}(q) [f_{cc}(0) - f_{aa}(0)]\}. \quad (63)$$

В модели векторной доминантности $W = 1$ для процессов фоторождения. В этом случае картина взаимодействия при высоких

энергиях такова, как если бы процесс фоторождения был одноступенчатым, но фотон поглощался бы ядерным веществом, как ρ -мезон. При не очень высоких энергиях ($qL^{\nu}l_p \gg 1$, $l = (\rho_0\sigma_{\rho N})^{-1}$ вклад двухступенчатого механизма в реакции фоторождения подавлен и доминируют одноступенчатые переходы, в которых фотоны не поглощаются ядерным веществом.

В случае спин-флиповых переходов в дифракционных процессах величина W является характеристикой интенсивности упругого bN -перерассеяния с изменением спина. Ввиду отмеченной выше низкой чувствительности форм-факторов $S^{(1)}$ к значениям полного сечения bN -взаимодействия можно зафиксировать величину $\sigma_{bN} \cdot (\lambda_b = \lambda_a \pm 1)$ каким-либо разумным значением и определить из анализа поляризационных явлений в реакциях когерентного дифракционного рождения частиц величину W . Далее амплитуда упругого bN -рассеяния с переворотом спина $f_{bN \rightarrow bN}^{\Delta\lambda=1}$ связывается с другими амплитудами следующим соотношением

$$f_{bN \rightarrow bN}^{\Delta\lambda=1}(q) = \frac{ik}{4\pi} \frac{f_{aN \rightarrow bN}^{\Delta\lambda=1}(q) [\sigma_{aN} - \sigma_{bN} (\lambda = \lambda_a)]}{f_{aN \rightarrow bN}^{\Delta\lambda=0}(0)}. \quad (64)$$

Определение (64) также, как и полных сечений bN -взаимодействия представляет интерес с точки зрения изучения динамики взаимодействия нестабильных частиц с нуклонами.

В литературе рассматривались и другие примеры двухступенчатых процессов, таких, как $\pi N_1 \rightarrow A_1 N_1$, $A_1 N_2 \rightarrow A_3 N_2$ в реакциях когерентной диссоциации $\pi A - A_3 A$ [31], из анализа которых, в принципе, можно извлекать информацию об интенсивности $A_1 \rightarrow A_3$ -переходов. В этом случае в обеих ступенях доминируют переходы с $\Delta\lambda = 0$ и результирующая амплитуда (в пределе высоких энергий $k \rightarrow \infty$) является линейной суперпозицией величин, пропорциональных форм-факторам $S^{(0)}$.

8. ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СЕЧЕНИЙ КОГЕРЕНТНЫХ ПРОЦЕССОВ

Коротко обсудим энергетическую зависимость амплитуд когерентного рождения. Она определяется следующими факторами: энергетической зависимостью амплитуд реакций $aN \rightarrow bN$ и энергетической зависимостью форм-факторов $S^{(m)}(q_T, q_L, \sigma_a, \sigma_b)$. Последняя в свою очередь определяется зависимостью от энергии сечений aN - и bN -взаимодействия и зависимостью форм-фактора от минимального переданного импульса $q_L = (m_b^2 - m_a^2)/2k$. В области энергий в несколько гигаэлектронвольт и выше, где обычно изучаются реакции рождения частиц на ядрах, энергетической зависимостью полных сечений σ_{aN} и σ_{bN} практически можно пре-

небрежь, и форм-факторы оказываются зависящими от энергии лишь через q_L -зависимость. Для качественного выяснения этой зависимости можно использовать модель однородного распределения ядерного вещества. Ограничимся для простоты анализом q_L -зависимости форм-факторов $S^{(0)}(0, q_L, \sigma, \sigma)$ и $S^{(1)}(0, q_L, \sigma, \sigma)$. С точностью до величин порядка $\exp(-R/l)$, где R — радиус ядра, $l = (\rho_0 \sigma)^{-1}$ — длина свободного пробега частицы в ядре, имеем:

$$\left. \begin{aligned} S^{(0)}(q_T, q_L, \sigma, \sigma) &= S^{(0)}(q_T, 0, \sigma, \sigma) (1 + q_L^2 l^2)^{-2}; \\ S^{(1)}(q_T, q_L, \sigma, \sigma) &= S^{(1)}(q_T, 0, \sigma, \sigma) [(1 + q_L^2 l^2)^{-1} + 0 (l^2/R^2)]. \end{aligned} \right\} (65)$$

Таким образом, энергетическая зависимость форм-факторов $S^{(0)}$ и $S^{(1)}$ оказывается различной (более слабой у $S^{(1)}$), а характерным энергетическим параметром, определяющим эту зависимость, оказывается величина $k_0 = (m_b^2 - m_a^2) l/2$. При $k \gg k_0$ форм-факторы достигают своих асимптотических значений, более подробно рассмотренных выше.

Сильная энергетическая зависимость форм-факторов $S^{(0)}$ является главным фактором, определяющим зависимость от энергии сечений реакций когерентного рождения частиц на ядрах в дифракционных процессах, поскольку k -зависимость амплитуд $f_{aN \rightarrow bN}$ в этом случае гораздо слабее, ввиду доминирования в таких реакциях вклада, соответствующего обмену помероном.

В недифракционных процессах типа $\pi A \rightarrow \rho A$ одинаково существенны как энергетическая зависимость амплитуд реакции на нуклоне $\pi N \rightarrow \rho N$, в которой доминирует вклад, соответствующий обмену ω -мезоном, так и q_L -зависимость форм-фактора $S^{(1)}$.

9. О НЕОБХОДИМОСТИ ИССЛЕДОВАНИЯ НЕКОГЕРЕНТНЫХ ПРОЦЕССОВ

Как следует из проведенного выше обсуждения, исследование процессов когерентного рождения частиц на ядрах позволяет определить из нескольких (в общем случае) компонент $\sigma_{bN}(\lambda_b)$ полных сечений bN -взаимодействия практически только одну.

Так, в классических экспериментах по исследованию когерентного фоторождения нейтральных векторных мезонов на ядрах [1—3] определялись полные сечения взаимодействия поперечно-поляризованных V_0 -мезонов с неполяризованными нуклонами $\sigma_{V_0 N}^T = \sigma_{V_0 N}(\lambda = 1)$. Из анализа же данных о когерентной дифракционной диссоциации [4, 5] π -мезонов $\pi A \rightarrow A_1 A$ извлекались данные о взаимодействии продольно-поляризованных A_1 -мезонов с нуклонами $\sigma_{A_1 N}^L = \sigma_{A_1 N}(\lambda = 0)$. Несомненный интерес представляет определение других компонент полных сечений $V_0 N$ - и $A_1 N$ -взаимодействия, а именно $\sigma_{V_0 N}^L = \sigma_{V_0 N}(\lambda = 0)$ и $\sigma_{A_1 N}^T =$

$= \sigma_{A_1 N} (\lambda = 1)$. Это важно для дискриминации предсказаний различных динамических моделей, используемых для описания сильных взаимодействий. Так, в модели алгебры токов с s -числовыми швингеровскими членами сечение взаимодействия продольно-поляризованных V^0 -мезонов с нуклонами равно тождественно нулю [32], в то время как в кварковых моделях в импульсном приближении величины $\sigma_{V^0 N}^L$ и $\sigma_{V^0 N}^T$ совпадают. Это отнюдь не означает, что кварковая модель неверна. Скорее всего не оправдано применение импульсного приближения к рассмотрению таких сильно-связанных систем, как элементарные частицы. То, что поправки к импульсному приближению (например, эффекты двукратного перерасеяния) могут привести к различию величин σ^T и σ^L , видно на примере мезон-дейтонного Md -взаимодействия. Глауберовская поправка к полным сечениям Md -взаимодействия зависит от выстроенности дейтона, если мезон-нуклонное взаимодействие зависит от спина нуклона [61]. В этой аналогии Md - и $V^0 N$ -взаимодействий роль дейтона, состоящего из нуклонов, играет $V (A_1)$ -мезон, состоящий из кварков, а роль мезона — «бесспиновый» нуклон ядра $\langle N \rangle$. Таким образом, различие величин $\sigma_{V(A_1)N}^L$ и $\sigma_{V(A_1)N}^T$ может характеризовать как роль более сложных перерасеяний на кварковых системах (если верить в модель кварков), так и интенсивность взаимодействия, зависящего от спина кварков.

Измерение величин $\sigma_{\rho N}^L$ и $\sigma_{A_1 N}^T$ представляет интерес и с другой точки зрения. Известный пик в распределении по массам 3π -системы (при $m_{3\pi} = 1,1 \text{ Гэв}$), образующейся в реакциях дифракционной диссоциации $\pi N \rightarrow 3\pi N$ может иметь не только резонансное происхождение $\pi N \rightarrow A_1 (1,1 \text{ Гэв}) N$, но может также быть обусловлен кинематическим эффектом (Deck-effect) в реакциях образования $\rho\pi$ -системы вблизи порога $\pi N \rightarrow (\rho\pi) N$. В пользу нерезонансной природы этого пика вроде бы свидетельствуют результаты парциально-волнового анализа реакций $\pi N \rightarrow 3\pi N$, проведенного Асколи и др. [63, 64]. Для различения этих двух возможностей в свое время было предложено изучить поглощение образующейся 3π -системы ядерной материей, исследуя реакцию когерентной дифракционной ассоциации на ядрах $\pi A \rightarrow 3\pi A$ [4]. Основная идея заключалась в том, что сечение взаимодействия с нуклонами A_1 -мезона — резонанса из общих соображений должно быть близко к пион-нуклонному полному сечению. Если же A_1 -мезон — некоррелированная $\rho\pi$ -система, то соответственно приближенно должно выполняться условие аддитивности сечений

$$\sigma_{(\rho\pi)N} = \sigma_{\rho N} + \sigma_{\pi N} - \Delta\sigma. \quad (66)$$

Поправка $\Delta\sigma$ на взаимное экранирование в том случае, когда среднее расстояние между ρ и π намного меньше размеров ядра

дается следующим выражением

$$\Delta\sigma = \sigma_{\rho N} \sigma_{\pi N} / (8\pi B), \quad (67)$$

где B — параметр наклона дифференциального сечения ρN (πN)-рассеяния. В соотношении (66) следует еще расставить спиральные индексы (учесть спин ρ -системы и ρ -мезона). Поскольку ρ -система рассматривается в S -состоянии вблизи порога, то величина и направление спина ρ -системы совпадают с величиной и направлением спина ρ -мезона. Используя экспериментальное значение $\sigma_{\rho N}^T \approx \approx \sigma_{\pi N} = 27$ мбарн [1—3] и соотношение (66), полагая при этом $B = 10$ ($\text{Гэв}/c$)⁻², можно получить оценку:

$$\sigma_{A_1 N}^T \approx 1,70 \sigma_{\pi N}. \quad (68)$$

К сожалению, эту величину пока не с чем сравнивать. Оценить же значение $\sigma_{A_1 N}^L = \sigma_{(\rho_L \pi)N}$ невозможно, поскольку нет прямой экспериментальной информации о $\sigma_{\rho N}^L$ -полном сечении взаимодействия с нуклонами продольно поляризованных ρ -мезонов.

Можно идти обратным путем; отождествляя $\sigma_{A_1 N}^L$ с $\sigma_{(\rho_L \pi)N}$, получить, что $\sigma_{\rho N}^L$ близко к нулю или, по крайней мере, намного меньше $\sigma_{\rho N}^T$, что находится в согласии с косвенными заключениями о $\sigma_{\rho N}^L$, полученными на основании модельного (в рамках VDM -модели) анализа данных о глубоконеупругом ep -рассеянии [37]. Таким образом, до тех пор, пока не получена непосредственная информация о $\sigma_{\rho N}^L$, можно считать, что данные о поглощении $Z\pi$ -системы с массой $m_{Z\pi} \approx 1,1$ Гэв в состоянии $J^P = 1^-$ ядерным веществом не противоречат ни одной из обсуждавшихся точек зрения: A_1 -мезон — резонанс или A_1 -мезон — Deck-effect. Часто $\sigma_{A_1 N}^L$ и $\sigma_{A_1 N}^T$ из-за неучета спиновой структуры полных сечений $A_1 N$ - и ρN -взаимодействия ошибочно отождествляются. Далее на основании заключения авторов работ [63, 64] о том, что A_1 -мезон не является резонансом, а также несовпадения рассчитанного в рамках глауберовской теории величины $\sigma_{A_1 N}^T$ с измеренным экспериментально значением $\sigma_{A_1 N}^L$ делается вывод, что глауберовская схема описания процессов рождения нестабильных частиц или систем, игнорирующая немассовые эффекты, неверна. Такая точка зрения априори не лишена смысла и даже представляется очень естественной, если учесть соотношение между характерным внутриядерным расстоянием между нуклонами и так называемой «длиной регенерации», на которой виртуальная система превращается в реальную, или, иначе, радиусом элементарного взаимодействия. Однако, она не объясняет ряд фактов.

Во-первых, глауберовская теория рассеяния прекрасно описывает данные о полных сечениях адрон-ядерных столкновений

и упругом адрон-ядерном рассеянии вплоть до энергии налетающих адронов 70 Гэв . Если бы виртуальные адроны, каковыми они являются внутри ядра, взаимодействовали иначе, чем реальные, такого совпадения теории с экспериментом не было бы. Далее, фоторождение заряженных пионов на ядерных мишенях при $E_\gamma = 2; 3; 8; 16 \text{ Гэв}$ [9, 10] также хорошо описывается теорией многократного рассеяния без внесения в нее поправок на немассовые эффекты. Наконец, результаты парциально-волнового анализа данных о реакции $\pi A \rightarrow 3\pi A$ [8] приводят к значению для сечения взаимодействия 3π -системы в состоянии $J^P = 0^-$ с нуклонами, равному примерно 50 мбарн , которое близко к значению

$$\sigma_{(3\pi)N} \approx 3\sigma_{\pi N} - 3\sigma_{\pi N}\sigma_{\pi N}/(8\pi B) \approx 2\sigma_{\pi N}. \quad (69)$$

Трудно придумать логическое объяснение тому, что в одних случаях немассовые эффекты сказываются так сильно, в то время как в других они совершенно не проявляются. Возможное объяснение, как следует из сказанного выше, может заключаться в малости величины $\sigma_{\rho N}^L$ при сохранении глауберовской схемы. Таким образом, определение $\sigma_{\rho N}^L$ и $\sigma_{A_1 N}^T$ важно для изучения деталей динамики сильных взаимодействий и для проверки самосогласованности глауберовской теории адрон-ядерных столкновений.

Очевидно, что для достаточно точного определения упомянутых величин желательно изучать такие процессы рождения ρ - и A_1 -мезонов на ядерных нуклонах, в которых продольно-поляризованные ρ -мезоны и поперечно-поляризованные A_1 -мезоны рождаются достаточно интенсивно. Что касается A_1 -мезонов, то почти сохранение t -канальной спиральности в реакциях дифракционной диссоциации $\pi N \rightarrow A_1 N$ обеспечивает значительную долю образования (порядка $30 \div 40\%$) поперечно-поляризованных в лабораторной системе координат A_1 -мезонов при значениях переданного импульса $0,1 \div 0,3 (\text{Гэв}/c)^2$, т. е. в существенно некогерентной для ядерных реакций области. Это легко видеть из того факта, что координатные оси лабораторной системы спиральности (L -система), в которой ось квантования z в системе покоя родившейся частицы ориентирована против направления импульса отдачи нуклона мишени в этой системе, развернуты на угол $\theta = \text{arctg}(q/m)$ ($m = (m_b^2 - m_a^2)/2m_b$) вокруг нормали к плоскости рождения по отношению к координатным осям системы t -канальной спиральности, так называемая «система Готтфрида — Джексона», и при высоких энергиях ($k \rightarrow \infty$) практически совпадает (с точностью до поворота на угол $\theta \sim q/\sqrt{S}$) с осями координат системы s -канальной спиральности. Необходимость работать в L -системе, а не иной, например, t -канальной или s -канальной, обусловлена тем обстоятельством, что только в этом представлении амплитуда bN -рассеяния

на нулевой угол диагональна по спиральным индексам

$$f^{\lambda_b \lambda'_b}(0) = ik \delta_{\lambda_b \lambda'_b} \sigma_{bN}^{\text{tot}}(\lambda_b) (1 - i\alpha(\lambda_b)/4\pi) \quad (70)$$

и соответственно только состояния частицы, отвечающие определенному значению L -спиральности, имеют определенную интенсивность поглощения ядерным веществом.

Продольно-поляризованные ρ -мезоны с большой интенсивностью рождаются в реакциях

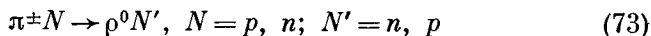


под малыми углами, где доминирует механизм однопионного обмена. Однако в амплитуде когерентного процесса



вклады однопионных амплитуд реакций (71) на разных нуклонах ядра сокращаются и в реакции (72) рождаются только поперечно-поляризованные ρ -мезоны (см. выше).

Таким образом, в пион-ядерных столкновениях рождение продольно-поляризованных ρ -мезонов возможно только в некогерентных реакциях. При этом с экспериментальной точки зрения более удобным является исследование процессов с перезарядкой



на ядерных нуклонах.

Среди процессов рождения ρ -мезонов в электромагнитных взаимодействиях только в реакции



может образоваться значительная доля ρ_L -мезонов, ввиду сохранения s -канальной спиральности в процессах реального и виртуального фоторождения. Однако экспериментально исследование процессов электророждения ρ -мезонов на ядрах сопряжено со значительно большими трудностями, чем исследование реакций (73).

Из всего сказанного следует, что, по крайней мере, с точки зрения интенсивности образования поперечно-поляризованных A_1 -мезонов и продольно-поляризованных ρ -мезонов некогерентные процессы предпочтительнее, чем когерентные.

Другим важным аспектом определения $\sigma_{\rho N}^L$ и $\sigma_{A_1 N}^T$ является чувствительность сечений (или других измеряемых величин) к интенсивности поглощений рождающихся частиц. Снова в отличие от когерентных реакций, в которых спин-флипные переходы даже в борновском приближении происходят на поверхности ядра в силу специфической структуры соответствующих оптических потенциалов (см. выше) и структуры самого ядра (почти однородное распределение вещества в ядре), в связи с чем поглощение частиц в веществе не так сказывается на интенсивности спин-

флипových переходов, в некогерентных реакциях процессы с изменением спиральности и процессы без изменения спиральности идут равномерно по всему объему ядра и при равной интенсивности поглощения частиц в разных спиновых состояниях ослабляются также примерно одинаково. В этом заключается одно из преимуществ исследования процессов некогерентного рождения частиц с целью изучения взаимодействия их с нуклонами перед исследованием процессов когерентного рождения.

Следует также отметить, что многие известные резонансы (например, Δ -изобары) не могут рождаться в когерентных реакциях пучками стабильных частиц.

10. СТРУКТУРА СЕЧЕНИЙ ПРОЦЕССОВ РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ С ПЕРЕЗАРЯДКОЙ

Выражение для некогерентной части сечения реакции

$$a + A \rightarrow b + A'$$

получается вычитанием из (11) вклада, соответствующего сечению когерентного процесса $a + A \rightarrow b + A$, если последний не запрещен законами сохранения заряда, странности и т. д. Для реакций с перезарядкой быстрых частиц ($z_a \neq z_b$) когерентная составляющая в выражении (11) отсутствует, а некогерентная часть имеет сравнительно простую структуру ввиду того, что слагаемые в амплитуде (8), соответствующие рождению частиц на разных нуклонах не интерферируют между собой, если пренебречь эффектами тождественности нуклонов ядра. Учет последних приводит к поправкам к сечениям (и другим измеряемым величинам) некогерентных процессов, существенным при относительно малых значениях переданных импульсов $q \sim k_F$, где k_F — фермиевский импульс нуклонов ядра. Обсуждение этих поправок будет дано несколько ниже. Пока же при выяснении основных деталей структуры сечений процессов рождения частиц с перезарядкой на ядрах нуклоны ядра будем считать нетождественными. Кроме того, чтобы избежать излишних усложнений временно частицы a и b будем считать бесспиновыми. Тогда точное выражение для сечений обсуждаемых реакций на протонах (нейтронах) ядра имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dt'} = & \frac{1}{4\pi} \frac{Z}{A} \left(\frac{N}{A} \right) \int U_{ab, ab}(\mathbf{b}, \mathbf{b}', z) \exp[iq(\mathbf{b} - \mathbf{b}')] \times \\ & \times \exp_{A, 1} \left\{ - \int_{-\infty}^z [U_{aa, aa}(\mathbf{b}, \mathbf{b}', z') - iV_{aa}(\mathbf{b}, z') + \right. \\ & + iV_{aa}^+(\mathbf{b}', z')] dz' + \int_z^{\infty} [U_{bb, bb}(\mathbf{b}, \mathbf{b}', z') - \\ & \left. - iV_{bb}(\mathbf{b}, z') + iV_{bb}^+(\mathbf{b}', z')] dz' \right\} db db' dz', \end{aligned} \quad (75)$$

где V и U были определены ранее [см. (17) и (18)], Z ($N = A - Z$) — число протонов (нейтронов) в ядре.

Используя приближения (29) и (31) для V и U , переходя к оптическому пределу ($A \rightarrow \infty$) и вводя новые переменные интегрирования $B = (b + b')/2$ и $\beta = b - b'$, представим выражение (75) для сечения в несколько ином виде:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dt} = & \frac{1}{4\pi} \frac{Z}{A} \left(\frac{N}{A} \right) \int \left\{ \omega_{ab}(\beta) \rho(\mathbf{B}, z) \exp(i\mathbf{q}\beta) \times \right. \\ & \times \exp \left[-\frac{\sigma'_a}{2} T_-(\mathbf{B} + \beta/2, z) - \frac{\sigma'^*_a}{2} T_-(\mathbf{B} - \beta/2, z) + \right. \\ & \quad \left. + \omega_{aa}(\beta) T_-(\mathbf{B}, z) - \frac{\sigma'_b}{2} T_+(\mathbf{B} + \beta/2, z) - \right. \\ & \left. \left. - \frac{\sigma'^*_b}{2} T_+(\mathbf{B} + \beta/2, z) + \omega_{bb}(\beta) T_+(\mathbf{B}, z) \right] \times d^2\beta d^2\mathbf{B} dz \right\}. \quad (76) \end{aligned}$$

Формулы (75) и (76) помимо самого акта некогерентного (с большой передачей импульса нуклону $q \sim (B)^{-1/2}$) рождения учитывают сопутствующие ему процессы многократных когерентных (на углы порядка $\theta \sim (kR)^{-1}$) и некогерентных (углы $\theta \sim (k\sqrt{B})^{-1}$) перерассеяний частиц a и b . Это приводит к некоторому размазыванию угловых распределений частиц, родившихся на ядерной мишени, по сравнению с угловыми распределениями в реакциях на нуклонах.

11. ВЛИЯНИЕ КОГЕРЕНТНЫХ ПЕРЕРАССЕЙНИЙ НА УГЛОВУЮ ЗАВИСИМОСТЬ СЕЧЕНИЙ ПРОЦЕССОВ НЕКОГЕРЕНТНОГО РОЖДЕНИЯ

Рассмотрим сначала эффекты когерентных перерассеяний, для чего опустим в показателе экспоненты в выражении (76) величины U_{xx} , x_x ($x = a, b$), описывающие некогерентные перерассеяния. В этом приближении выражение для дифференциального сечения некогерентного процесса можно представить в виде:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} = & \frac{Z}{A} \left(\frac{N}{A} \right) \int \rho(\mathbf{s}, z) |\varphi(\mathbf{q}, \mathbf{s}, z)|^2 ds dz; \\ & \varphi(\mathbf{q}, \mathbf{s}, z) = \exp(i\mathbf{q}\mathbf{s}) [f_{ab}(q) - \\ & - \int \exp(-i\mathbf{q}'\mathbf{s}) f(\mathbf{q} - \mathbf{q}') F(\mathbf{q}', z) d\mathbf{q}' / 2\pi i k; \quad (77) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & F(\mathbf{q}', z) = \frac{ik}{2\pi} \int ab \exp(i\mathbf{q}\mathbf{b}) \times \\ & \times \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{\sigma'_a}{2} T_+(\mathbf{b}, z) - \frac{\sigma'_b}{2} T_-(\mathbf{b}, z) \right] \right\}. \quad (78) \end{aligned}$$

При $\sigma_a = \sigma_b = \sigma$ величина $F(q', z) = F(q')$ совпадает с амплитудой упругого a (b) A -рассеяния и, следовательно, существенно отлична от нуля лишь при $q' \sim R^{-1}$. То же самое можно сказать и о $F(q', z)$. Поэтому под знаком интеграла в выражении (77) амплитуду $f(q - q')$, которая меняется гораздо медленнее, чем амплитуда $F(q', z)$, можно разложить в ряд по q'

$$f(\mathbf{q} - \mathbf{q}') = f(\mathbf{q}) - \mathbf{q}' \nabla_{\mathbf{q}} f(\mathbf{q}). \quad (79)$$

Выполняя интегрирование по dq' , получаем в этом приближении:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{Z}{A} \left(\frac{N}{A} \right) \{ |f(\mathbf{q})|^2 N(\sigma_a, \sigma_b) + |\nabla f(\mathbf{q})|^2 L(\sigma_a, \sigma_b) \}, \quad (80)$$

где

$$\begin{aligned} N(\sigma_a, \sigma_b) &= \int \rho(\mathbf{s}, z) |E(\sigma_a, \sigma_b, \mathbf{s}, z)|^2 ds dz; \\ L(\sigma_a, \sigma_b) &= \frac{1}{2} \int \rho(\mathbf{s}, z) \left| \frac{\partial}{\partial s} E(\sigma_a, \sigma_b, \mathbf{s}, z) \right|^2 ds dz; \\ E(\mathbf{s}, z) &= \exp[-\sigma'_a T_-(\mathbf{s}, z)/2 - \sigma'_b T_+(\mathbf{s}, z)/2]. \end{aligned} \quad (81)$$

Первое слагаемое в (80) пропорционально сечению перезарядки на нуклоне

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 = |f(\mathbf{q})|^2. \quad (82)$$

Коэффициент пропорциональности $(Z/A)(N/A)N(\sigma_a, \sigma_b)$ представляет собой эффективное число протонов (нейтронов) ядра, участвующих в реакции и отличающееся от Z (N) — числа протонов (нейтронов) в ядре из-за взаимодействия частиц в начальном и конечном состояниях.

Для оценки роли поправочного слагаемого, пропорционального $|\nabla f(\mathbf{q})|^2$ в (80), перепишем его в виде:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{Z}{A} \left(\frac{N}{A} \right) N(\sigma_a, \sigma_b) \left[\frac{d\sigma_0}{d\Omega} + |\nabla f(\mathbf{q})|^2 Q^2(\sigma_a, \sigma_b) \right], \quad (83)$$

где $Q^2 = L(\sigma_a, \sigma_b)/N(\sigma_a, \sigma_b)$.

На рис. 5 представлена величина Q^2 как функция атомного номера A , рассчитанная в модели Ферми при $\sigma_a = \sigma_b = 25$ мбарн.

Учитывая скорость изменения амплитуды элементарного процесса

$$f_{ab}(q) \sim \exp(-Bq^2/2), \quad B = 8 \div 10 \text{ (Гэв/с)}^{-2},$$

легко видеть, что даже в реакциях на тяжелых ядрах изменение угловой зависимости сечения (80), обусловленное когерентным перерассеянием, незначительно.

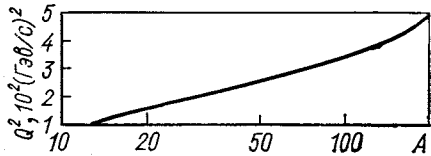


Рис. 5. Средний квадрат импульса, передаваемого в результате когерентных перерассеяний в некогерентных процессах, Q^2 ($\sigma_a = \sigma_b = 25$ мбарн)

12. РОЛЬ МНОГОКРАТНЫХ НЕКОГЕРЕНТНЫХ ПЕРЕРАССЕЯНИЙ

Рассмотрим теперь эффекты некогерентных перерассейаний, пренебрегая изменением направления движения быстрых частиц, обусловленным когерентным перерассейанием, что соответствует замене $T_{\pm}(B \pm \beta/2, z) \rightarrow T_{\pm}(B, z)$ в (76). В этом приближении интегрирование по dz выполняется в явном виде и выражение для сечения некогерентного процесса, учитывающее всевозможные некогерентные перерассейания, представляется в сравнительно простом виде:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{2\pi} \frac{Z}{A} \left(\frac{N}{A} \right) \int \omega_{ab, ab}(\beta) N(\tilde{\sigma}_a(\beta), \tilde{\sigma}_b(\beta)) J_0(q\beta) \beta d\beta, \quad (84)$$

где $\tilde{\sigma}_x(\beta) = \sigma_x - \omega_{xx}(\beta)$, $x = a, b$.

Формула (84) удобна для проведения численных расчетов. Физический же смысл более очевиден из представления выражения для сечения (84) в виде разложения в ряд по степеням кратности некогерентных столкновений с соблюдением их хронологической последовательности:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dt} = & \sum_{m, n=0}^{\infty} \int \left\{ \prod_{i=1}^m \frac{d\sigma_{aa}(q_i) d\sigma_{ab}(q')}{dt dt} \prod_{k=1}^n \frac{d\sigma_{bb}(q_k)}{dt} \times \right. \\ & \times \delta^{(2)} \left(\mathbf{q} - \mathbf{q}' - \sum_{i=1}^m \mathbf{q}_i - \sum_{k=1}^n \mathbf{q}_k \right) \frac{d\mathbf{q}'}{\pi} \prod_{i=1}^m \frac{d\mathbf{q}_i}{\pi} \prod_{k=1}^n \frac{d\mathbf{q}_k}{\pi} \left. \right\} \times \\ & \times \left\{ \int \prod_{i=1}^m \rho(b, z_i) \cdot \rho(b, z') \prod_{k=1}^n \rho(b, z_k) E(\sigma'_a, \sigma'_b, z') \times \right. \\ & \left. \times T \prod_{i=1}^m dz_i dz'_i T \prod_{k=1}^n dz_k \right\}. \quad (85) \end{aligned}$$

Символы $T \prod dz_i$, $T \prod dz_k$ означают, что при интегрировании по «временной» переменной z некогерентных столкновений должна соблюдаться их хронологическая последовательность.

Оценим роль некогерентных столкновений, положив для простоты

$$\begin{aligned} \sigma_a = \sigma_b = \sigma; \quad \omega_{aa} = \omega_{bb} = \sigma_{ee} \exp(-\beta^2/4B), \\ \omega_{ab} = \sigma_0 \exp(-\beta^2/4B), \end{aligned} \quad (86)$$

что соответствует обычной параметризации q -зависимости амплитуд элементарных процессов

$$f(q) = f(0) \exp(-Bq^2/2). \quad (87)$$

Величины σ_{ee} и σ_0 представляют собой соответственно полное сечение упругого $a(b)N$ -рассеяния и процесса $aN \rightarrow bN$. Вводя эффективно числа $N_k(\sigma)$ соотношением

$$N_k(\sigma) = \frac{1}{k! \sigma} \int (\sigma T(B))^k \exp(-\sigma T(B)) dB, \quad (88)$$

получаем представление для сечения (84) в виде ряда по степеням кратности некогерентных столкновений:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \sigma_0 \sum_{n=0}^{\infty} N_{n+1}(\sigma) \varepsilon^n \exp[-Bq^2/(n+1)], \quad (89)$$

где $\varepsilon = \sigma_{el}/\sigma_{tot} = \sigma_{tot}/16\pi B$.

A -зависимость величин $N_k(\sigma)$, рассчитанная в модели Ферми для $\sigma = 25$ мбарн, $k = 1, 2, \dots, 5$ представлена на рис. 6. Видно, что эффекты кратных некогерентных перерассеяний делают q -зависимость сечений некогерентных процессов на ядрах более пологой, чем соответствующая зависимость реакций на свободных нуклонах и весьма существенны при больших значениях переданного импульса $q^2 \gg B^{-1}$ в реакциях на тяжелых ядрах. Иногда для оценки эффектов кратных некогерентных столкновений вместо (89) используют выражение

$$\frac{d\sigma}{dt} = \sigma_0 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{N_{n+1}(\sigma)}{n+1} \varepsilon^n \times \exp[-Bq^2/(n+1)], \quad (90)$$

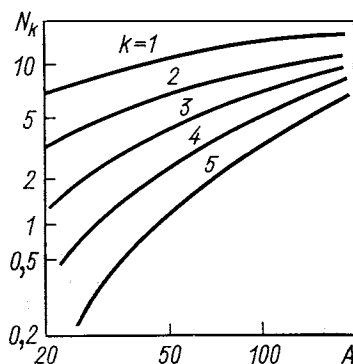


Рис. 6. Зависимость эффективных чисел k -кратных столкновений $N_k(\sigma)$ от атомного номера для $\sigma = 25$ мбарн и различных $k = 1, 2, 3, 4, 5$

полученное в теории Глаубера для процессов квазиупругого рассеяния частиц на ядрах, что приводит к заниженным оценкам этих эффектов.

В пользу правильности формул (75), (76) и (84) свидетельствует соотношение между полными сечениями реакций на ядре и на нуклоне

$$\sigma = \frac{Z}{A} \left(\frac{N}{A} \right) \sigma_0 N (\bar{\sigma}_a, \bar{\sigma}_b), \quad (91)$$

где $\bar{\sigma}_a = \sigma_{aN}^{tot} - \sigma_{aN}^{el} = \sigma_{aN}^{abs}$, полученное интегрированием обеих частей равенств (75), (76) и (84) по $d\Omega = dq/(\pi k^2)$, из которого следует, что уменьшение полного выхода частиц из реакции $aA \rightarrow bA'$ обусловлено только неупругими процессами, как и должно быть.

13. ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОЦЕССОВ РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ С ПЕРЕЗАРЯДКОЙ И ИХ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ К ИНТЕНСИВНОСТИ ПОГЛОЩЕНИЯ РОЖДЕННЫХ ЧАСТИЦ В РАЗНЫХ СПИРАЛЬНЫХ СОСТОЯНИЯХ

Перейдем к обсуждению реакций некогерентного рождения частиц со спином, причем будем опять рассматривать процессы с перезарядкой, т. е. $z_a \neq z_b$. Для простоты ограничимся рассмотрением процессов, индуцированных бесспиновыми частицами (π , K -мезоны). Если также ограничиться областью не очень больших значений передач импульса $q^2 B \ll 1$, то с хорошей точностью можно пренебречь влиянием кратных перерасеяний на угловую зависимость наблюдаемых величин. В этом приближении связь между измеряемыми величинами — дифференциальными сечениями и элементами матрицы плотности родившейся частицы — реакций на ядре и на нуклоне оказывается очень простой:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \rho^{\lambda\lambda'} = \frac{Z}{A} \left(\frac{N}{A} \right) \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \rho^{\lambda\lambda'} \right)_0 N \left(\sigma_a, \frac{\sigma_b^-(\lambda) + \sigma_b^{*+}(\lambda')}{2} \right), \quad \lambda, \lambda' = \lambda_b, \lambda_b'. \quad (92)$$

Из соотношения (92) следует, что если поглощение родившихся частиц в состояниях с различными значениями величины спиральности одинаково [$\sigma_b(\lambda) = \text{const}(\lambda)$], то элементы матрицы плотности реакции на ядре, а следовательно и угловые распределения продуктов распада частицы b , оказываются независимыми от атомного номера A ядра-мишени. Обнаружение A -зависимости этих характеристик в процессах рождения частиц с перезарядкой явилось бы указанием на существование λ -зависимости величин $\sigma_{bN}(\lambda)$. (В процессах некогерентного рождения без перезарядки ситуация несколько сложнее, о чем более подробно см. ниже.) Кратко обсудим чувствительность измеряемых величин процессов $aA \rightarrow bA'$ к значениям величины $\sigma_{bN}(\lambda)$. Прежде всего заметим, что в правую часть (92) входят характеристики элементарных процессов рождения частиц B на нуклоне, сконструированные из амплитуд, включающих зависимость от спина нуклона

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \rho^{\lambda\lambda'} \right)_0 = \text{Sp} f_{ab}^{\lambda} (q, \sigma) f_{ab}^{\lambda'+} (q, \sigma) / 2, \quad (93)$$

т. е. величины, доступные измерению на водородных (дейтериевых) мишенях. Поэтому нет необходимости исключать их из соотношений (92), беря отношение наблюдаемых величин, соответствующих двум разным ядерным мишеням, как это делалось при анализе когерентных реакций, а можно непосредственно измерять величины

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \rho^{\lambda\lambda'} / \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \rho^{\lambda\lambda'} \right)_0 = \frac{Z}{A} \left(\frac{N}{A} \right) N \left(\sigma_a, \frac{\sigma_b(\lambda) + \sigma_b^+(\lambda')}{2} \right) \quad (94)$$

и исследуя их A -зависимость определять $(\sigma_{bN}(\lambda) + \sigma_{bN}^+(\lambda') / 2)$.

Для иллюстрации чувствительности величин $N(\sigma_1, \sigma_2)$ к значениям σ_2 на рис. 7 представлена A -зависимость отношений

$$\xi = N(\sigma_1, \sigma_2, A) / N(\sigma_1, \sigma_1, A) \quad (95)$$

для $\sigma_1 = 25$ мбарн, $\sigma_2 = 10, 20, 30, 40, 50$ мбарн.

Из сравнения с рис. 3 видно, что чувствительность измеряемых величин процессов некогерентного рождения к интенсивности поглощения рождающихся частиц такая же, как у дифференциальных сечений процессов когерентного рождения, т. е. довольно высокая. Это весьма важно для проблемы определения полных сечений bN -взаимодействия из анализа данных о процессах некогерентного рождения.

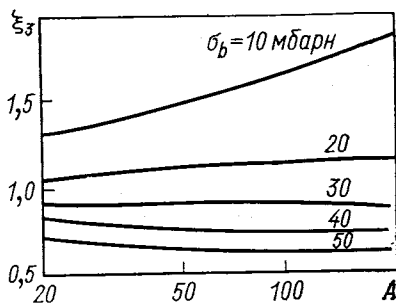


Рис. 7. Зависимость $\xi_3(\sigma_a, \sigma_b, A)$ от атомного номера для $\sigma_a = 25$ мбарн и различных σ_b

14. ЭФФЕКТЫ ТОЖДЕСТВЕННОСТИ НУКЛОНОВ В ПРОЦЕССАХ ПЕРЕЗАРЯДКИ

До сих пор обсуждение структуры наблюдаемых величин процессов некогерентного рождения частиц с перезарядкой проводилось в пренебрежении эффектами тождественности нуклонов ядра. Известно, что запрет тождественным нуклонам находиться в одном и том же состоянии (принцип Паули) приводит к подавлению сечений процессов с малой передачей импульса нуклону, на котором происходит реакция перезарядки. Формально тождественность нуклонов проявляется в определенных свойствах симметрии волновых функций начального и конечного состояний ядра. Учет этих свойств, а также свойств симметрии амплитуды процесса позволяет в приближении (14) получить замкнутое, но весьма громоздкое выражение для поправок к формулам для сечений, а также других измеряемых величин, обусловленных принципом Паули, и учитывающее эффекты многократных столкновений частиц a и b в ядре. В этом выражении помимо основного поправочного члена, существенно отличного от нуля лишь при значениях переданного импульса $q \lesssim k_F$ и приводящего к уменьшению результирующего сечения в этой области, содержатся также слагаемые, отличные от нуля при сколь угодно больших значениях переданного импульса и приводящие к некоторому (очень незначительному, порядка 5%) увеличению сечения. Эти слагаемые отсутствуют в борновском приближении, а появление их при учете взаимодействия в началь-

ном и конечном состоянии, по-видимому, отражает тот факт, что в результате упругих когерентных столкновений частиц a и b с нуклонами ядра последние освобождают занимаемые ими уровни и тем самым частично снимают запрет на появление нового нуклона, который образовался в результате перезарядки, на занятых ранее уровнях. Ввиду малости этого эффекта не будем обсуждать его более подробно, а рассмотрим лишь структуру основного поправочного члена к (92).

В тех же приближениях, в которых получена (92), для основного поправочного члена получается выражение

$$\Delta \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \rho^{\lambda\lambda'} \right) = - \frac{ZN}{A^2} \int \frac{1}{2} \text{Sp} f^\lambda(q, \sigma) \hat{\rho}_Z(s_1, s_2, z_1, z_2, \sigma) \times \\ \times f^{\lambda'+} (q, \sigma) \hat{\rho}_N(s_2, s_1; z_2, z_1, \sigma) \exp i q_T (s_1 - s_2) \times \\ \times \exp i q_L (z_1 - z_2) E(\sigma'_a, \sigma'_b, s_1, z_1) \times \\ \times E^*(\sigma'_a, \sigma'_b, s_2, z_2) ds_1 ds_2 dz_1 dz_2, \quad (96)$$

где $\hat{\rho}_{Z(N)}(r_1, r_2, \sigma)$ — одночастичная матрица плотности распределения протонов (нейтронов) в ядре.

Для бесспинового ядра

$$\left. \begin{aligned} \hat{\rho}(r_1, r_2, \sigma) &= \rho_1(r_1, r_2) + i\sigma \frac{r_1 \times r_2}{r_1 r_2} \rho_2(r_1, r_2); \\ \rho_1(r, r) &= \rho(r). \end{aligned} \right\} \quad (97)$$

Никакой экспериментальной информации о $\hat{\rho}_{1(2)}(r_1, r_2)$ — при $r_1 \neq r_2$ пока не существует и поэтому при оценке эффектов тождественности приходится привлекать модельные представления о структуре ядра. При рассмотрении реакций на легких ядрах для построения $\hat{\rho}$ можно с хорошей точностью использовать волновые функции гармонического осциллятора. При этом оказывается, что для некоторых ядер, например ^{12}C , $\rho_2(r_1, r_2) \neq 0$ и комбинации амплитуд $f^\lambda(q, \sigma)$ в правой части соотношения (96) отличаются от комбинаций амплитуд в правой части соотношения (92) и выражаются через такие характеристики процессов $aN \rightarrow bN$, для определения которых необходимо проведение поляризационных измерений с поляризованными нуклонными мишенями. В случае тяжелых ядер-мишеней, использование которых более предпочтительно для изучения поглощения рождающихся частиц, более приемлемой является модель вырожденного ферми-газа, в которой

$$\left. \begin{aligned} \rho_1^{Z(N)}(r_1, r_2) &= \rho^{Z(N)}((r_1 + r_2)/2) j_1(k_F^{Z(N)} |r_1 - r_2|); \\ j_1(x) &= 3[\sin x - x \cos x]/x^3; \\ \rho_2 &= 0; \rho(r) = \rho_0 \theta(R - r); (k_F^{Z(N)})^3 = 3\pi^2 \rho_0 (Z/A) (N/A). \end{aligned} \right\} \quad (98)$$

Поскольку практически для всех тяжелых ядер $Z \leq N$, то $k_{F_Z} = k_1 \leq k_{F_N} = k_2$. Учитывая это, представим (96) после проведения приближенных интегрирований с использованием условия $(k_F R)^{-1} \ll 1$ в следующем виде:

$$\Delta \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \rho^{\lambda\lambda'} \right) = - \frac{Z}{A} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \rho^{\lambda\lambda'} \right)_0 N \left(\sigma_a, \frac{\sigma_b + \sigma'_b}{2} \right) F(q), \quad (99)$$

где

$$F(q) = \begin{cases} 1 & 0 \leq q \leq k_2 - k_1; \\ \tau(q) & k_2 - k_1 \leq q \leq k_2 + k_1; \\ 0 & q > k_2 + k_1. \end{cases}$$

$$\tau(q) = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{k_2^2}{k_1^2} \right) + \frac{3}{8} \left[\frac{k_2^2 - k_1^2 - q^2}{qk_1} + \left(\frac{k_2}{k_1} \right)^2 \left(\frac{k_1^2 - k_2^2 - q^2}{qk_1} \right) \right] +$$

$$+ \frac{1}{32} \left[\left(\frac{q^2 - k_2^2 + k_1^2}{qk_1} \right)^3 + \left(\frac{q^2 + k_2^2 - k_1^2}{qk_1} \right)^3 \right];$$

$$q = \sqrt{q_T^2 + q_L^2}. \quad (100)$$

Суммируя выражения (92) и (99), получаем для связи наблюдаемых величин процессов на ядре и на нуклоне с учетом принципа Паули:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \rho^{\lambda\lambda'} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \rho^{\lambda\lambda'} \right)_0 N \left(\sigma_a, \frac{\sigma_b(\lambda) + \sigma_b(\lambda')}{2} \right) \times$$

$$\times \left[\frac{Z}{A} \left(\frac{N}{A} \right) - \frac{Z}{A} F(q) \right]. \quad (101)$$

Таким образом, при малых значениях q происходит практически полное подавление реакций, сопровождающихся перезарядкой протонов ядра, и неполное, хотя и значительное, подавление реакций с перезарядкой нейтронов. Этот результат вполне естествен с точки зрения модели ферми-газа: превращение в протоны нейтронов с импульсами, превышающими граничный ферми-импульс распределения протонов $k_{F_Z} = k_1$, не запрещается принципом Паули. Интегрируя обе части равенства (101) по углу вылета частицы b , можно оценить степень подавления полного выхода частиц, обусловленную принципом Паули. Полагая

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(q) = \frac{d\sigma(0)}{d\Omega} \exp(-Bq^2),$$

$B = 10 \text{ (Гэв/с)}^{-2}$, получаем, что полное сечение образования частиц b в реакциях на ядрах, состоящих из тождественных нуклонов, примерно на 25—30% меньше сечения аналогичных реакций на ядрах, состоящих из нетождественных нуклонов. Неучет эффектов тождественности при анализе экспериментальных данных может привести к неверному (завышенному) значению σ_{bN} .

15. СТРУКТУРА СЕЧЕНИЙ НЕКОГЕРЕНТНОГО РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ БЕЗ ПЕРЕЗАРЯДКИ

Существует довольно распространенное убеждение в том, что связь между наблюдаемыми величинами любого некогерентного процесса на ядре и элементарного процесса на нуклоне одинакова как для процессов с перезарядкой, так и для процессов без перезарядки. В действительности это не так или, по крайней мере, не всегда так. Продемонстрируем такую связь сначала на примере некогерентных процессов $aA \rightarrow bA'$ с бесспиновыми частицами a и b , зарядовые характеристики которых совпадают. Существенное отличие этих процессов от процессов типа перезарядки состоит в том, что в дифференциальном сечении некогерентного процесса помимо квадратов модулей амплитуд, описывающих рождение частицы b на разных нуклонах ядра, содержится интерференция таких амплитуд. Эти интерференционные слагаемые отсутствуют в борновском приближении ($\sigma_a = \sigma_b = 0$) и появляются лишь при учете взаимодействия в начальном и конечном состояниях.

Ограничиваясь рассмотрением реакций в области значений передан импульса внутри дифракционного конуса $qB \leq 1$, где можно пренебречь эффектами кратных некогерентных перерассеяний, получаем для сечения рассматриваемого процесса следующее представление:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \int \rho(\mathbf{b}, z) |\varphi(q, \mathbf{b}, z)|^2 d\mathbf{b} dz, \quad (102)$$

где

$$\begin{aligned} \varphi(q, \mathbf{b}, z) = & f_{ab}(q) E(\sigma'_a, \sigma'_b, \mathbf{b}, z) \exp(iq_L z) - \\ & - f_{aa}(q) \frac{2\pi}{ik} f_{ab}(0) \int_z^\infty \rho(\mathbf{b}, z') E(\sigma'_a, \sigma'_b, \mathbf{b}, z') \times \\ & \times \exp(iq_L z') dz' - f_{bb}(q) \frac{2\pi}{ik} f_{ab}(0) \times \\ & \times \int_{-\infty}^z \rho(\mathbf{b}, z') E(\sigma'_a, \sigma'_b, \mathbf{b}, z) \exp(iq_L z') dz'. \end{aligned} \quad (103)$$

Первое слагаемое в (103) описывает, если следовать терминологии работы [40], процесс некогерентного рождения частицы b , тогда как второе и третье отвечают когерентному рождению (почти на нулевой угол) с предшествующим (второе слагаемое) или последующим (третье слагаемое) некогерентным рассеянием (на угол $\theta \sim q/k$) частиц a и b . При относительно низких энергиях $q_L l \gg 1$ механизм когерентного рождения с некогерентными перерассеяниями существенно подавлен и получается простая связь между

сечениями процессов на ядре $aA \rightarrow bA'$ и на нуклоне $aN \rightarrow bN$:

$$d\sigma/d\Omega = (d\sigma/d\Omega)_0 N(\sigma_a, \sigma_b), \quad (104)$$

которая обычно считается справедливой при любых энергиях. На самом деле при достаточно высоких энергиях ($q_L l \ll 1$) вклад второго и третьего слагаемых в амплитуду (103) весьма существен, что заметно сказывается на результирующем выражении для сечения (102). Прежде всего заметим, что в сечении некогерентного рождения частиц b без перезарядки входят амплитуды aN - и bN -рассеяния не только на нулевой угол (в виде стандартных комбинаций $\sigma'_x = 2\pi f_{xx}(0)/(ik)$, $x = a, b$). Появление в (102, 103) величин $f_{bb}(q)$ в принципе позволяет ставить вопрос об исследовании угловой зависимости сечений bN -рассеяния, при условии, что известна q -зависимость величин $f_{aa}(q)$ и $f_{ab}(q)$ из экспериментов на свободных нуклонах. Однако, на основании современных представлений о динамике сильных взаимодействий можно ожидать, что q -зависимость всех амплитуд $f_{xy}(q)$ ($x, y = a, b$) примерно одинакова, т. е.

$$f_{ab}(q)/f_{ab}(0) = f_{aa}(q)/f_{aa}(0) = f_{bb}(q)/f_{bb}(0). \quad (105)$$

В пределе высоких энергий ($k \rightarrow \infty$) и в предположении о справедливости (105) легко получить

$$d\sigma/d\Omega = (d\sigma/d\Omega)_0 \tilde{N}(\sigma'_a, \sigma'_b), \quad (106)$$

где

$$\begin{aligned} \tilde{N}(\sigma'_a, \sigma'_b) &= \int T(b) \left| \frac{\sigma'_a \exp(-\sigma'_a T(b)/2) - (\sigma'_b/2) \exp(-\sigma'_b T(b)/2)}{\sigma'_b - \sigma'_a} \right| db = \\ &= \frac{|\sigma_a|^2 N(\sigma_a, \sigma_a) + |\sigma_b|^2 N(\sigma_b, \sigma_b) - 2\sigma_a \sigma_b N((\sigma_a + \sigma_b)/2, (\sigma_a - \sigma_b)/2)}{|\sigma_b - \sigma_a|^2}. \end{aligned} \quad (107)$$

Рассмотрим два частных случая: 1) $\sigma_a = 0$, $\sigma_b = \sigma$; 2) $\sigma_a = \sigma_b = \sigma$. Первый соответствует, например, фоторождению V^0 -мезонов на ядрах. В этом случае $\tilde{N}(\sigma'_a, \sigma'_b) = N(\sigma, \sigma)$ и таким образом фоторождение V^0 -мезонов на ядрах при высоких энергиях выглядит также, как их образование при низких энергиях адронами с сечением $\sigma_{aN} = \sigma_{V^0N}$. В данном случае говорят об адроноподобном поведении фотонов в реакциях при высоких энергиях. Во втором случае $\tilde{N}(\sigma'_a, \sigma'_b) = N_1(\sigma) - 2N_2(\sigma) + 3N_3(\sigma)/2$ и для реакций на тяжелых ядрах также заметно отличается от эффективного числа нуклонов, соответствующего низкоэнергетическому режиму [ср., например, с (104)]. Таким образом, наличие интерференционных слагаемых в сечении некогерентного рождения частиц без перезарядки в общем случае приводит к уменьшению этого сечения.

Изучим «пороговое» (при $q = 0$) поведение сечений некогерентных процессов без перезарядки. Принцип Паули и в этом случае должен подавлять сечение реакций при малых значениях передаточного импульса. Однако использование только свойств симметрии волновых функций начального и конечного состояний ядра и амплитуды процесса относительно перестановки нуклонных переменных совместно с приближением некоррелированных нуклонов (13) и (14) приводит лишь к результатам, обсуждавшимся выше. Формально принцип Паули будет проявляться через существование парных корреляций в распределениях тождественных нуклонов (точнее протонов и нейтронов в отдельности). Опуская для простоты спиновые переменные, определяем корреляционную функцию второго ранга соотношением

$$c(r_1, r_2) = \rho_2(r_1, r_2) - \rho(r_1)\rho(r_2); \quad (108)$$

$$\rho_2(r_1, r_2) = \int \rho(r_1, r_2, r_3, \dots, r_A) dr_3 dr_4 \dots dr_A. \quad (109)$$

В модели независимых частиц (оболочечная модель или модель вырожденного ферми-газа) при $Z, N, A \rightarrow \infty$

$$c_{Z(N)}(r_1, r_2) = -\hat{\rho}_{Z(N)}(r_1, r_2)\hat{\rho}_{Z(N)}(r_2, r_1), \quad (110)$$

где $\hat{\rho}$ — введенная ранее одночастичная матрица плотности. Нестатистические корреляции распределения протонов и нейтронов, разумеется, отсутствуют. Не выписывая общего выражения для сечений некогерентных процессов с учетом парных корреляций ввиду его чрезвычайной громоздкости, приведем лишь окончательный результат, учитывающий основной эффект — подавление сечений некогерентных процессов при малых значениях переданных импульсов:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} = & |f_{ab}(q)|^2 M_1(\sigma'_a, \sigma'_b, q_L) [1 - \tilde{F}(\sqrt{q_L^2 + q_T^2})] + \\ & + 2 \operatorname{Re} [f_{ab}(q) f_{aa}^*(q) M_2(\sigma'_a, \sigma'_b, q_L) + f_{ab}(q) f_{bb}^*(q) M_3(\sigma'_a, \sigma'_b, q_L)] \times \\ & \times [1 - \tilde{F}(\sqrt{q_T^2 + (q_L/2)^2})] + \{ |f_{aa}(q)|^2 M_4(\sigma'_a, \sigma'_b, q_L) + \\ & + |f_{bb}(q)|^2 M_5(\sigma'_a, \sigma'_b, q_L) + \\ & + 2 \operatorname{Re} [f_{aa}(q) f_{bb}^*(q) M_6(\sigma'_a, \sigma'_b, q_L)] \} [1 - \tilde{F}(q_T)], \quad (111) \end{aligned}$$

где M_k ($k = 1, 2, \dots, 6$) — коэффициенты при соответствующих комбинациях амплитуд в выражении (102), не учитывающем эффектов тождественности.

Форм-фактор $\tilde{F}(q)$, приближенно учитывающий эти эффекты, дается следующим выражением:

$$\tilde{F}(q) = \frac{Z}{A} \left\{ \left[1 - \frac{3}{2} \frac{q}{k_1} + \frac{1}{16} \left(\frac{q}{k_1} \right)^3 \right] \theta(2k_1 - q) + \right. \\ \left. + \frac{N}{A} \left[1 - \frac{3}{2} \frac{q}{k_2} + \frac{1}{16} \left(\frac{q}{k_2} \right)^3 \right] \theta(2k_2 - q) \right\}, \quad (112)$$

где $k_1 = k_{F_2}$; $k_2 = k_{F_N}$.

Очевидно, что величины эффектов, обусловленных тождественностью нуклонов, в процессах некогерентного рождения частиц без перезарядки и в процессах с перезарядкой одного порядка. Отметим, что указанное изменение поведения сечений некогерентных процессов при малых значениях передач импульса есть наиболее существенное проявление наличия корреляций в распределении нуклонов в ядре. В остальном эффекты корреляций приводят к равномерному (во всем интервале передач импульса) увеличению дифференциальных сечений на величину порядка 5–10%.

16. ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОЦЕССОВ НЕКОГЕРЕНТНОГО РОЖДЕНИЯ БЕЗ ПЕРЕЗАРЯДКИ

Обсудим, наконец, структуру поляризационных характеристик в процессах некогерентного рождения частиц b со спином без перезарядки. Для простоты частицы a будем считать бесспиновыми.

В приближении одного некогерентного столкновения измеряемые величины обсуждаемых процессов даются выражением:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \rho^{\lambda\lambda'} = \int \rho(b, z) \frac{1}{2} \text{Sp} \varphi^\lambda(q, b, z, \sigma) \varphi^{\lambda'*}(q, b, z, \sigma) db dz, \quad (113)$$

в котором спиральные амплитуды φ^λ имеют в общем такую же структуру, как амплитуда φ [см. (103)] в процессах рождения бесспиновых частиц, т. е. содержат наряду с членами, описывающими «некогерентное» рождение, также члены, описывающие «когерентное» рождение с предшествующим или последующим некогерентным перерассеянием. При этом, однако, должно учитываться следующее важное обстоятельство: когерентное рождение описывается спиральными амплитудами $f_{ab}^\lambda(q=0, \sigma=0)$ процесса $aN \rightarrow bN$, усредненными по спину нуклона, которые, согласно (19), равны нулю, если $\lambda \neq 0$. Таким образом, в амплитудах φ^λ с $\lambda \neq 0$ слагаемые, описывающие «когерентное рождение» с изменением спиральности быстрой частицы, аналогичные второму и третьему слагаемым в (103) отсутствуют. В действительности, конечно, термин «когерентное рождение» не означает, что частица b рождается строго под нулевым углом и соответственно

обсуждаемые слагаемые не равны строго нулю. Однако малость характерных «когерентных» углов рассеяния [$\theta_{\text{coh}} \sim (kR)^{-1}$] делает вклад механизма когерентного рождения с $\Delta\lambda \neq 0$ ничтожно малым. Поправки к наблюдаемым величинам, возникающие при более строгом учете вклада этого механизма, оказываются того же порядка, что и эффекты когерентных перерассеяний с изменением направления движения в (80).

Другое важное обстоятельство, которое должно учитываться при рассмотрении процессов рождения частиц со спином, — это возможность переворота спина частицы b в некогерентных упругих перерассеяниях $bN \rightarrow bN$, сопровождающих процесс когерентного рождения, в котором, согласно сказанному выше, могут рождаться только частицы нулевой спиральности (если спин частицы a равен нулю). По существу это означает, что должны учитываться вклады в амплитуду от своеобразных двухступенчатых процессов (см. разд. 7), в которых помимо акта рождения вторым неупругим актом является упругое спин-флиповое рассеяние. Ясно, что в приближении одного некогерентного столкновения этот механизм может давать вклад лишь в амплитуду φ^λ с $\lambda \neq 0$.

С учетом этих замечаний легко видеть, что амплитуда φ^λ в (113) дается следующим выражением:

$$\begin{aligned} \varphi^{\lambda=0}(q, \sigma, b, z) &= f_{ab}^{\lambda=0}(q, \sigma) E(\sigma_a, \sigma_b, b, z) \exp(iq_L z) - \\ &- \frac{2\pi}{ik} f_{ab}^{\lambda=0}(0, 0) f_{aa}(q, \sigma) \int_z^\infty E(\sigma_a, \sigma_b, b, z') \exp(iq_L z') dz' - \\ &- \frac{2\pi}{ik} f_{ab}^{\lambda=0}(0, 0) f_{bb}^{00}(q, \sigma) \int_{-\infty}^z E(\sigma_a, \sigma_b, b, z') \exp(iq_L z') dz', \quad (114) \end{aligned}$$

а для $\lambda \neq 0$

$$\begin{aligned} \varphi^\lambda(q, \sigma, b, z) &= f_{ab}^\lambda(q, \sigma) E(\sigma_a, \sigma_b, b, z) \exp(iq_L z) - \\ &- \frac{2\pi}{ik} f_{ab}^\lambda(0, 0) f_{bb}^{0\lambda}(q, \sigma) \int_{-\infty}^z E(\sigma_a, \sigma_b(\lambda=0), b, z') \times \\ &\times \exp(iq_L z') \exp\left[-\frac{\sigma_b'(\lambda) - \sigma_b(\lambda=0)}{2}\right] T_+(b, z'). \quad (115) \end{aligned}$$

Второй член в (115) соответствует вкладу двухступенчатого механизма. При относительно низких энергиях ($q_L l \gg 1$) опять механизм когерентного рождения оказывается подавленным большим значением минимального передаваемого импульса q_L и в результате (113) приобретает простой вид:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \rho^{\lambda\lambda'} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \rho^{\lambda\lambda'} \right)_0 N \left(\sigma_a, \frac{\sigma_b(\lambda) + \sigma_b(\lambda')}{2} \right). \quad (116)$$

Формула (116) совпадает с соответствующей формулой (92) для некогерентных процессов с перезарядкой. Кроме того, она верна

и при любых энергиях, если по какой-либо причине запрещены (или очень сильно подавлены) переходы $a \rightarrow b$ без изменения спиральности. Такая ситуация, по-видимому, имеет место в процессах рождения A_2 -мезонов π -мезонами [64].

В другом предельном случае $q_L l \ll 1$ в (113) можно выполнить все интегрирования по dz' и dz . Выражения для наблюдаемых величин (113) при этом содержат билинейные комбинации амплитуд $f_{xy}(q, \sigma)$, которые не могут выражаться через наблюдаемые величины процесса $aN \rightarrow bN$ без привлечения дополнительных предположений о q - и σ -зависимости этих амплитуд. Если в рассматриваемом процессе рождения $aN \rightarrow bN$, как и в упругом рассеянии, доминирует обмен помероном, то предположение об одинаковой q - и σ -зависимости соответствующих амплитуд переходов с изменением или без изменения спиральности довольно естественно. В этом случае имеет место пропорциональность величин $(d\sigma/d\Omega) \rho^{\lambda\lambda'}$ для процессов на ядре и на нуклоне

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \rho^{\lambda\lambda'} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \rho^{\lambda\lambda'} \right)_0 N^{\lambda\lambda'} (\sigma_a, \sigma_b(0), \sigma_b(\lambda), \sigma_b(\lambda')). \quad (117)$$

В пределе высоких энергий ($k \rightarrow \infty$, $q_L \rightarrow 0$) величины $N^{\lambda\lambda'}$ даются следующими выражениями:

$$\begin{aligned} N^{00} &= [\sigma_b(\lambda=0) - \sigma_a]^{-2} \left\{ \sigma_a^2 N(\sigma_a, \sigma_a) + \right. \\ &\quad \left. + \sigma_b^2(\lambda=0) N[\sigma_b(\lambda=0), \sigma_b(\lambda=0)] - \right. \\ &\quad \left. - 2\sigma_a\sigma_b(\lambda=0) N \left[\frac{\sigma_a + \sigma_b(\lambda=0)}{2}, \frac{\sigma_a + \sigma_b(\lambda=0)}{2} \right] \right\}; \\ N^{0\lambda} &= [\sigma_b(\lambda=0) - \sigma_a]^{-1} \left\{ \sigma_a(1 - W^\lambda) N \left[\sigma_a, \frac{\sigma_a + \sigma_b(\lambda)}{2} \right] + \right. \\ &\quad \left. + \sigma_a W^\lambda N \left[\sigma_a, \frac{\sigma_a + \sigma_b(\lambda=0)}{2} \right] - \right. \\ &\quad \left. - \sigma_b(\lambda=0)(1 - W^\lambda) N \left[\frac{\sigma_a + \sigma_b(\lambda=0)}{2}, \frac{\sigma_b(\lambda=0) + \sigma_b(\lambda)}{2} \right] - \right. \\ &\quad \left. - \sigma_b(\lambda=0) W^\lambda N \left[\sigma_a, \frac{\sigma_b(\lambda=0) + \sigma_b(\lambda)}{2} \right] \right\}, \quad \lambda \neq 0; \\ N^{\lambda\lambda'} &= (1 - W^\lambda)(1 - W^{\lambda'}) N \left[\sigma_a, \frac{\sigma_b(\lambda) + \sigma_b(\lambda')}{2} \right] + \\ &\quad + W^\lambda W^{\lambda'} N[\sigma_a, \sigma_b(\lambda=0)] + \\ &\quad + (1 - W^\lambda) W^{\lambda'} N \left[\sigma_a, \frac{\sigma_b(\lambda=0) + \sigma_b(\lambda)}{2} \right] + \\ &\quad + (1 - W^{\lambda'}) W^\lambda N \left[\sigma_a, \frac{\sigma_a(\lambda=0) + \sigma_b(\lambda')}{2} \right], \\ &\quad \lambda, \lambda' \neq 0, \end{aligned} \quad (118)$$

где $W^\lambda = f_{bb}^{0\lambda}(q, \sigma) f_{ab}^0(0, 0) / \{ f_{ab}^\lambda(q, \sigma) [f_{bb}^{00}(0, 0) - f_{aa}(0, 0)] \}$.

Величины W^λ характеризуют относительную интенсивность спин-флипового взаимодействия в процессах упругого bN -рассеяния и являются дополнительными параметрами, подлежащими определению из эксперимента, наряду с $\sigma_{bN}(\lambda)$. Информация о $W^{\lambda=1}$, как отмечалось выше (см. разд. 7), может извлекаться из анализа поляризационных явлений в процессах когерентного рождения частиц в реакции $aA \rightarrow bA$.

Соотношения (116) и (117) разумеется, не учитывают эффектов тождественности. Результаты разд. 14 позволяют без труда учесть их.

17. ЭФФЕКТЫ, СВЯЗАННЫЕ С НЕСТАБИЛЬНОСТЬЮ РОЖДАЮЩИХСЯ РЕЗОНАНСОВ

Кратко обсудим эффекты, связанные с нестабильностью резонансов. Очевидно, что, по крайней мере, при достаточно высоких энергиях, когда распадная длина резонанса $l_b = k/(m_b \Gamma_b)$, где m , Γ -масса резонанса и его ширина, много больше его длины свободного пробега в ядре, практически все частицы b распадаются за пределами ядра и при рассмотрении прохождения через ядерное вещество их можно рассматривать как стабильные. Таким образом, только при анализе процессов рождения, с одной стороны, достаточно широких, а с другой — слабо поглощаемых ядерным веществом резонансов при не очень высоких энергиях может возникнуть необходимость учета эффектов нестабильности.

Ограничимся рассмотрением влияния эффектов нестабильности резонансов в процессах некогерентного рождения без учета спина.

Распределение по квадрату эффективной массы m^2 продуктов распада резонанса b дается следующим выражением:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega dm^2} &= \frac{d\sigma_0}{d\Omega} \frac{\Gamma_b m_b}{\pi k^2} \int \rho(\mathbf{b}, z) |\tilde{E}(\mathbf{b}, z, \sigma_a, \sigma_b, \tilde{\sigma}_b, m^2, \Gamma)|^2 d\mathbf{b} dz; \\ \tilde{E} &= E(\mathbf{b}, z, \sigma_a, \sigma_b) \int_z^\infty dz' \exp \left\{ \frac{\sigma'_a - \tilde{\sigma}'_b}{2} T(\mathbf{b}, z') - \tilde{\gamma}(z' - z) \right\}; \\ \tilde{\gamma} &= [\Gamma_b m_b + i(m_b^2 - m^2)]/2k. \end{aligned} \right\} \quad (119)$$

Здесь $\tilde{\sigma}_b$ — сечение взаимодействия продуктов распада резонанса b с нуклонами. Если бы продукты распада резонанса поглощались с такой же интенсивностью, как и сами резонансы ($\tilde{\sigma}_b = \sigma_b$), то весь эффект нестабильности сводился бы к обычной брейт-вингеровской зависимости сечений. При этом (119) принимает вид:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega dm^2} = \frac{1}{\pi} \frac{d\sigma_0}{d\Omega} N(\sigma_a, \sigma_b) \frac{\Gamma m_b}{\Gamma^2 m_b^2 + (m^2 - m_b^2)^2}. \quad (120)$$

Различие величин $\tilde{\sigma}_b$ и σ_b приводит к двоякому следствию. Во-первых, помимо обычного брейт-вигнеровского слагаемого в выражении (119) появляются другие, с более пологой зависимостью от квадрата эффективной массы продуктов распада, и, следовательно, имитирующие наличие «фона» в процессе рождения резонанса на ядре, даже если в процессе рождения на нуклоне таковой отсутствует. Во-вторых, коэффициент при брейт-вигнеровской части сечения оказывается иным, чем $N(\sigma_a, \sigma_b)$.

В модели однородного распределения нуклонов в ядре из (120) получается следующий результат:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega dm^2} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 \left[\frac{1}{\pi} \frac{\Gamma m}{\Gamma^2 m^2 + (m^2 - m_b^2)^2} \times \right. \\ \left. \times N(\sigma_a, \sigma_b, \tilde{\sigma}_b, \Delta\sigma) + \text{фон} \right], \quad (121)$$

где $\Delta\sigma = \Gamma m / (k\rho_0)$; \tilde{N} представляет следующую комбинацию эффективных чисел:

$$\tilde{N} = (\tilde{\sigma}_b - \sigma_b - 2\Delta\sigma)^{-1} [(\tilde{\sigma}_b - \sigma_b) N(\sigma_a, \sigma_b + \Delta\sigma) - \\ - 2\Delta\sigma N(\sigma_a, (\sigma_b + \tilde{\sigma}_b)/2)]. \quad (122)$$

Величина $\tilde{\sigma}_b$ близка к сумме полных сечений взаимодействия с нуклонами продуктов распада резонанса b (с точностью до поправок на взаимное экранирование) и обычно существенно больше, чем σ_b . При $\tilde{\sigma}_b \gg \sigma_b$, $\Delta\sigma$ приближенно имеем:

$$\tilde{N}(\sigma_a, \sigma_b, \tilde{\sigma}_b, \Delta\sigma) \approx N(\sigma_a, \sigma_b + \Delta\sigma). \quad (123)$$

Таким образом, нестабильность резонанса имитирует увеличение сечения взаимодействия его с нуклонами. Учет этого обстоятельства позволяет согласовать данные работ [15, 16] о сечении реакции $\pi^- A \rightarrow \rho^0 A'$ при $p_\pi = 3,5 - 4,5 \text{ Гэв}$ ($\Delta\sigma = 8 - 10 \text{ мбарн}$) с предположением о малости величины $\sigma_{\rho N}^L$ [65].

Формула (119) соответствует предположению о том, что все продукты распада резонанса движутся вдоль направления его движения (ось z), т. е. угловой разброс в направлениях движения продуктов распада мал. Такое предположение может быть справедливо при очень высоких энергиях, когда частица b практически не распадается внутри ядра. В тех же случаях, когда существенны эффекты нестабильности (сравнительно низкие энергии), угол разлета продуктов распада в л. с. может быть заметным, и тогда поглощение каждого из них следует учитывать отдельно вдоль траектории его движения. Обобщение формулы (119), учитывающее этот эффект, тривиально.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Этим завершается обсуждение наиболее существенных, на наш взгляд, результатов теории когерентного и некогерентного рождения нестабильных частиц на ядерных мишенях в приближении Глаубера, которые могут быть полезны экспериментаторам, проводящим или планирующим соответствующие исследования.

Проведение обширных экспериментальных исследований процессов рождения частиц на ядрах важно для изучения динамики взаимодействия резонансов с нуклонами и для проверки основных положений теории адрон-ядерного взаимодействия, одним из возможных вариантов которой является теория многократного рассеяния.

При этом, чтобы получить более полную информацию об амплитудах резонанс-нуклонного рассеяния на малые углы, необходимо наряду с реакциями когерентного рождения нестабильных частиц на ядрах изучать также процессы их некогерентного рождения и особенно поляризационные явления в них. Новые перспективы в исследовании динамики резонанс-нуклонных взаимодействий, по-видимому, связаны с изучением глубоко-неупругого (инклюзивного) рождения нестабильных частиц на ядерных мишенях. Очевидно, что в этих процессах должны каким-то образом проявляться свойства глубоконеупругого рассеяния резонансов на нуклонах. Тем самым появляется возможность от определения полных сечений резонанс-нуклонного взаимодействия из анализа данных о когерентном и некогерентном рождении нестабильных частиц на ядрах перейти к изучению структурных функций «инклюзивного рассеяния» резонансов на нуклонах. Однако теория этих явлений находится пока в зачаточном состоянии, а их экспериментальные исследования даже не начинались. Поэтому более подробное обсуждение этих и связанных с ними вопросов целесообразно отложить до появления в них хотя бы частичной ясности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bulos F. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1970, v. 22, p. 490.
2. Behrend H. G. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1970, v. 24, p. 336, 1276.
3. Alvensleben H. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1970, v. 24, p. 786.
4. Goldhaber A. S. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1960, v. 22, p. 802.
5. Vemporad C. e.a. «Nucl. Phys. B», 1971, v. 33, p. 377.
6. Vemporad C. e.a. «Nucl. Phys. B», 1972, v. 42, p. 627.
7. Vemporad C. e.a. «Nucl. Phys. B», 1973, v. 59, p. 106.
8. Beusch W. e.a. «Phys. Lett. B», 1975, v. 55, p. 97.
9. Boyarski A. M. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1969, v. 23, p. 1343.
10. Abrahamian L. e.a. «Phys. Lett. B», 1972, v. 38, p. 544.
11. Vartapetian H. A. «Phys. Lett. B», 1973, v. 44, p. 301.
12. Guisan O., Bonamy P., Ledu P. «Nucl. Phys. B», 1971, v. 32, p. 68.
13. Bolotov V. N. e.a. «Nucl. Phys. B», 1975, v. 86, p. 347.
14. O'Brien D. P. e.a. «Nucl. Phys. B», 1974, v. 77, p. 1.
15. Арефьев А. В. и др. Препринт ИТЭФ-46, 1973.
16. Chaundary B. S. e.a. «Nucl. Phys. B», 1973, v. 67, p. 333.

17. **Belletini G. e.a.** »Nuovo cimento», 1965, v. 40, p. 1139.
18. **Gobbi V. e.a.** «Phys. Rev. Lett.», 1974, v. 33, p. 1450.
19. **Vemprad C. e.a.** «Nucl. Phys.», 1973, v. 51, p. 1.
20. **Ломакин Ю. Ф.** Диссертация ОИЯИ, 1975.
21. **Glauber R. J.** In: Lectures in theoretical physics. Ed. W. E. Brittin e.a. V. 1. Interscience Publishers, N. Y., 1959, p. 345.
22. **Glauber R. J.** In: High-energy physics and nuclear structure, Proc. of 2nd Intern Conf., Rehovoth, 1967. Ed. G. Alexander. North-Holland, Amsterdam, 1967, p. 311.
23. **Glauber R. J., Matthiae G.** «Nucl. Phys. B», 1970, v. 21, p. 135.
24. **Глаубер Р.** «УФН», 1971, т. 103, с. 641.
25. **Drell S. P., Trefil J. S.** «Phys. Rev. Lett.», 1966, v. 16, p. 552; p. 832 (E).
26. **Formanek J., Trefil J. S.** «Nucl. Phys.», 1967, v. 63, p. 155; «Nucl. Phys. B», 1968, v. 4, p. 165.
27. **Trefil J. S.** «Nucl. Phys. B», 1969, v. 11, p. 330.
28. **Trefil J. S.** «Phys. Rev.», 1969, v. 180, p. 1366, 1379.
29. **Margolis B.** «Phys. Lett. B», 1968, v. 26, p. 254.
30. **Margolis B.** «Nucl. Phys. B», 1968, v. 4, p. 165.
31. **Kölbig K. S., Margolis B.** «Nucl. Phys. B», 1968, v. 6, p. 85.
32. **Kofoed-Hansen O., Margolis B.** «Nucl. Phys. B», 1969, v. 11, p. 445.
33. **Von Bochman G., Margolis B.** «Nucl. Phys. B», 1969, v. 14, p. 605.
34. **Von Bochman G. e. a.** «Phys. Lett. B», 1969, v. 30, p. 254.
35. **Fäldt G.** «Nucl. Phys. B», 1972, v. 43, p. 591.
36. **Fäldt G.** «Nucl. Phys. B», 1973, v. 62, p. 86.
37. **Fäldt G.** «Nucl. Phys. B», 1975, v. 87, p. 445.
38. **Van Hove L.** «Nucl. Phys. B», 1972, v. 46, p. 75.
39. **Gottfried K.** In: Photon and hadron interactions in nuclei. Proc. the 1972 CERN School of Physics, p. 55—125; **Gottfried K.** «Acta Phys. Polon B», 1972, v. 3, p. 769.
40. **Gottfried K., Yennie D. R.** «Phys. Rev.», 1969, v. 182, p. 1595.
41. **Геворкян С. Р., Тарасов А. В., Цэрэн Ч.** Препринт ОИЯИ P2-5604, 1971.
42. **Геворкян С. Р. и др.** Препринт ОИЯИ P2-6581, 1972.
43. **Геворкян С. Р., Тарасов А. В.** «Ядерная физика», 1972, т. 15, с. 248.
44. **Геворкян С. Р., Тарасов А. В., Цэрэн Ч.** «ЯФ», 1972, т. 15, с. 35.
45. **Геворкян С. Р.** «Изв. АН АрмССР», 1972, т. 7, с. 320.
46. **Геворкян С. Р., Тарасов А. В.** «Письма в ЖЭТФ», 1972, т. 15, с. 684.
47. **Геворкян С. Р., Тарасов А. В.** «Письма в ЖЭТФ», 1972, т. 16, с. 418.
48. **Коротких В. Л.** Конспект лекций. М., Изд-во МГУ, 1973.
49. **Пак А. С., Тарасов А. В.** Препринт ОИЯИ P2-6599, 1972.
50. **Пак А. С., Тарасов А. В.** Препринт ОИЯИ P2-8132.
51. **Пак А. С., Тарасов А. В.** «Ядерная физика», 1975, т. 21, с. 3.
52. **Пак А. С.** Докт. диссертация. ОИЯИ, 1975.
53. **Геворкян С. Р. и др.** «Ядерная физика», 1974, т. 20, с. 731.
54. **Геворкян С. Р., Жамкоян В. М., Тарасов А. В.** «ЯФ», 1975, т. 21, с. 288.
55. **Фейнберг Е. Л.** В кн.: Проблемы теоретической физики. М., «Наука», 1972.
56. **David R., Harrigton.** «Phys. Rev.», 1969, v. 184, p. 1745.
57. **Труды IV Междунар. конф. по физике высоких энергий и структуре ядра.** Дубна, 1971.
58. **Helm R. H.** «Phys. Rev.», 1956, v. 104, p. 1466.
59. **Афанасьев Н. Г. и др.** «Ядерная физика», 1968, т. 8, с. 1112.
60. **Rajasekaran G.** TIFR (TH3) 71-16.
61. **Цэрэн Ч.** «Ядерная физика», 1968, т. 8, с. 909.
62. **Deck R. T.** «Phys. Rev. Lett.», 1964, v. 1, p. 164.
63. **Askoli G. e.a.** «Phys. Rev. Lett.», 1971, v. 26, p. 929.
64. **Antipov Yu. M. e.a.** «Nucl. Phys. B», 1973, v. 63, p. 153.
65. **Sacurai J. J.** «Phys. Rev. Lett.», 1969, v. 22, p. 981.
66. **Ballam J. e.a.** «Phys. Rev. Lett.», 1970, v. 24, p. 960.