

ДВОЙНАЯ ПЕРЕЗАРЯДКА π -МЕЗОНОВ НА ЯДРАХ

Р. И. Джibuти, Р. Я. Кеерашвили

Институт физики АН ГССР, Тбилиси

Анализируются результаты экспериментальных и теоретических работ, выполненных за последние десять лет по исследованию уникального процесса — двойной перезарядки пионов на ядрах. Показано, что, с одной стороны, запуск мезонных фабрик и применение новых более тонких экспериментальных методов привели к накоплению богатого и надежного материала как для легких, так и для средних и тяжелых ядер. С другой — разработка и применение новых микроскопических теоретических подходов привели к углублению наших представлений о механизме этих экзотических реакций при низких, средних и высоких энергиях. Рассматриваются существующие в настоящее время методы теоретического исследования и всевозможные механизмы реакции. Особое внимание уделено обсуждению процессов двойной перезарядки пионов на легчайших ядрах, при теоретическом описании которых можно использовать хорошо разработанные методы исследования малочастичных систем. Проведена систематика экспериментальных исследований по дубль-изобар-аналоговым и неаналоговым переходам в реакции двойной перезарядки.

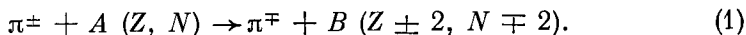
In the present review we analyse the results of experimental and theoretical investigations of a unique process—pion double charge exchange on the nuclei—carried out during recent ten years. It is shown that on one hand, putting meson facilities in operation and the application of new refined experimental methods led to the accumulation of abundant and reliable data on light, middle and heavy nuclei. On the other hand, the development and application of new microscopic theoretical approaches led to the extension of our notions about the mechanism of these exotic reactions at low, middle and high energies. The methods of theoretical investigation existing at present, as well as every possible reaction mechanisms are considered. Special attention is paid to the discussion of the processes of pion double charge exchange on the lightest nuclei allowing the application of elaborated methods of few-particle system investigation at their theoretical description. The systematics of experimental investigations of double-isobaric analog and non-analog transitions in the double charge exchange reaction is carried out.

ВВЕДЕНИЕ

В последнее десятилетие вновь усилился интерес к исследованию реакции двойной перезарядки (ДП) π -мезонов на ядрах. Это связано с вводом в действие мезонных фабрик, представляющих новые возможности для исследования реакции ДП, с увеличением интенсивности пионных пучков и улучшением углового и энергетического разрешения установок. Все это позволяет проводить прецизионные измерения с разделением ядерных уровней.

Реакция ДП π -мезонов на ядрах занимает особое место среди известных ядерных реакций. Ее уникальность обусловлена возмож-

ностью получения в результате реакции ядер, Z -компонента изоспина которых на две единицы отличается от Z -компоненты изоспина исходных ядер:



Это возможно благодаря двойному изоспин-флипу π -мезона, изоспин которого равен единице и который имеет три зарядовых состояния: $+1$, 0 и -1 . Существование процесса ДП π -мезонов было предсказано Де Шали, Дреллом и Липкиным в 1961 г. [1]. Экспериментально этот процесс был открыт в лаборатории ядерных проблем ОИЯИ в 1963 г. [2]. Полный обзор как экспериментальных, так и теоретических исследований по ДП π -мезонов на ядрах, проведенных до 1971 г., дан в [3].

Чем привлекательно изучение реакции ДП π -мезонов на ядрах? В реакциях (1) появляется возможность получения и исследования ядер, далеких от зоны стабильности. При изучении реакции ДП π -мезонов можно получить информацию о дубль-аналоговых состояниях атомных ядер. На эту реакцию возлагают надежды изучения ожидаемой разницы между нейтронной и протонной плотностями ядер. В реакции ДП появляется возможность прямого изучения эффектов короткодействующих двухнуклонных корреляций в ядрах и их проявления, например, в высших членах оптического π -ядерного потенциала. Последнее понятно, если исходить из того факта, что при взаимодействии с одним нуклоном π -мезон может изменить заряд на единицу. Поэтому в реакции ДП π -мезонов должны принимать участие как минимум два нуклона. Тем самым эта реакция более чувствительна к двухнуклонным эффектам, проявляющимся здесь уже в первом порядке, чем реакции, в которых нет необходимости рассмотрения двух нуклонов в первом порядке и где эффекты короткодействующих корреляций проявляются косвенно. Поэтому рассматриваемый процесс может дать новую информацию о двухнуклонных аспектах ядерной динамики. Реакция ДП π -мезонов является одной из реакций, в которых можно изучить эффекты мезонных токов, причем из-за закона сохранения заряда автоматически выключаются эффекты первого порядка, которые обычно маскируют эффекты обменных мезонных токов. Наконец, ДП π -мезонов на ядрах позволяет изучать экзотические ядерные состояния. Так, например, ДП π -мезонов на ядрах ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ позволяет исследовать экзотические состояния из трех и четырех нейтронов.

Прогресс в экспериментальных и теоретических исследованиях реакции ДП π -мезонов на ядрах после появления обзора [3] частично отражен в [4—6]. В настоящее время целесообразность систематизирования и подытоживания накопленного экспериментального и теоретического материала по реакции ДП π -мезонов на ядрах диктуется следующим. Имеются новые экспериментальные данные по реакции ДП, значительная часть которых получена на действующих мезонных фабриках LAMPF и SIN. В программу экспериментов на мезонных

фабриках ИЯИ в СССР и TRIUMF в Канаде включены исследования по ДП. Планируются дальнейшие исследования реакции ДП π -мезонов на легчайших и тяжелых ядрах в ОИЯИ. Выполнено большое количество теоретических работ по ДП, в которых показан, с одной стороны, прогресс, а с другой — трудности в понимании процесса ДП и интерпретации множества экспериментальных фактов.

Настоящая работа посвящена обзору теоретических и экспериментальных исследований по реакции ДП, выполненных в последнее десятилетие.

1. МОДЕЛИ И ПРИБЛИЖЕНИЯ В ТЕОРИИ ДВОЙНОЙ ПЕРЕЗАРЯДКИ

Рассмотрим реакцию ДП π -мезона на ядре. Пусть ядерная система описывается гамильтонианом H_0 , а $\Psi_i(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_N)$ — волновая функция начального ядра. В результате реакции ДП π -мезона ядерная система переходит в новое состояние, описываемое волновой функцией $\Psi_f(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_N)$.

Гамильтониан, описывающий ядро и π -мезон, представим в виде

$$H = H_0 + h + \sum_{i=1}^N v_i, \quad (2)$$

где h — оператор кинетической энергии пиона, а v_i — потенциал взаимодействия π -мезона с i -м нуклоном ядра. В дальнейшем будем предполагать, что в H_0 входят только двухчастичные NN -взаимодействия, а в π -ядерном взаимодействии исключены трехчастичные силы. Обычно при описании взаимодействия пиона с ядром пользуются теорией многократного рассеяния, предполагая, что π -мезон перерассеивается на составляющих ядро нуклонах. При таком рассмотрении исходят из разложения Ватсона для T -матрицы π -ядерного взаимодействия. Это разложение имеет следующий вид:

$$T = \sum_{i=1}^N \tau_i + \sum_{i=1}^N \sum_{j \neq i}^N \tau_i G_0 \tau_j + \sum_{i=1}^N \sum_{j \neq i}^N \sum_{k \neq j}^N \tau_i G_0 \tau_j G_0 \tau_k + \dots, \quad (3)$$

где пропатор G_0 при энергии пион-ядерной системы E имеет вид

$$G_0 = (E - H_0 - h + i\epsilon)^{-1}, \quad \epsilon = 0^+ \quad (4)$$

В формуле (3) матрица τ_i описывает рассеяние пиона на i -м связанном в ядре нуклоне и удовлетворяет уравнению

$$\tau_i = v_i + v_i G_0 \tau_i. \quad (5)$$

В общем виде амплитуда реакции ДП π -мезона на ядре запишется в следующем виде:

$$M_{i \rightarrow f} = \langle \mathbf{k}_f, f | T | \mathbf{k}_i, i \rangle, \quad (6)$$

где $|\mathbf{k}_i, i\rangle$ и $|\mathbf{k}_f, f\rangle$ — векторы состояний, описывающие систему пион — ядро до и после реакции соответственно.

Разложение Ватсона (3) позволяет получить матричный элемент перехода (6) в виде бесконечного ряда. Поэтому использование разложения (3) ставит нас перед двумя задачами:

1) получение внеэнергетической t -матрицы πN -взаимодействия, которая не может быть получена из свободной двухчастичной задачи;

2) суммирование ряда многократного рассеяния и выяснение скорости его сходимости.

В общем случае решить эти задачи практически невозможно и поэтому имеет смысл говорить о приближенном суммировании ряда (3) и получении различных приближений для T -матрицы π -ядерного взаимодействия. В свою очередь, это позволит получить соответствующие выражения для амплитуды ДП (6) и судить о различных механизмах реакции.

Импульсное приближение. Если в формуле (3) t -матрицу, описывающую рассеяния π -мезона на связанном в ядре нуклоне, заменить t_f -матрицей взаимодействия пиона с i -м свободным нуклоном, то получим T -матрицу в импульсном приближении. В области энергий до порога рождения двух пионов в реакции ДП, как это следует из закона сохранения заряда, принимают участие минимум два нуклона. Поэтому в импульсном приближении первый член разложения T -матрицы, соответствующий однократному рассеянию, не дает вклада в сечение реакции ДП. Следовательно, основной вклад в сечение процесса будет давать член, соответствующий двукратному рассеянию, и амплитуда перехода (6) в импульсном приближении примет следующий вид:

$$M_{i \rightarrow f} = \langle \mathbf{k}_f, f | \sum_{i=1}^N \sum_{j \neq i}^N t_i G_0 t_j + \sum_{i=1}^N \sum_{j \neq i}^N \sum_{k \neq j}^N t_i G_0 t_j G_0 t_k + \\ + \sum_{i=1}^N \sum_{j \neq i}^N \sum_{k \neq j}^N \sum_{n \neq k}^N t_i G_0 t_j G_0 t_k G_0 t_n + \dots | \mathbf{k}_i, i \rangle. \quad (7)$$

Каждому члену в формуле (7) можно сопоставить диаграммы, изображенные на рис. 1. Как видно из рисунка, начиная со второго члена в формуле (7), наряду с ДП происходит перерассеяние начального, промежуточного и конечного пионов на нуклонах ядра. Поэтому вклад этих членов ответствен за искажение пионных волн.

Обычно в практических расчетах в импульсном приближении ограничиваются первым членом разложения (7)

$$M_{i \rightarrow f} = \langle \mathbf{k}_f, f | \sum_{i=1}^N \sum_{j \neq i}^N t_i G_0 t_j | \mathbf{k}_i, i \rangle = \\ = \langle \mathbf{k}_f, f | \sum_n \sum_{i=1}^N \sum_{j \neq i}^N t_i G_0 | n \rangle \langle n | t_j | \mathbf{k}_i, i \rangle. \quad (8)$$

Формула (8) позволяет получить сечение ДП в импульсном приближении с плоскими волнами для начального и конечного пионов. Если в формуле (8) вместо $|\mathbf{k}_i\rangle$ и $|\mathbf{k}_f\rangle$ использовать искаженные оптическими потенциалами начального и конечного ядер пионные волновые функции, то получим сечение процесса ДП в импульсном приближении с искаженными волнами.

Имеющееся в формуле (8) суммирование по промежуточным состояниям обычно рассматривают в следующих двух приближениях: 1) заменяют суммирование рассмотрением лишь одного промежуточного состояния; 2) используют условие полноты. В первом случае

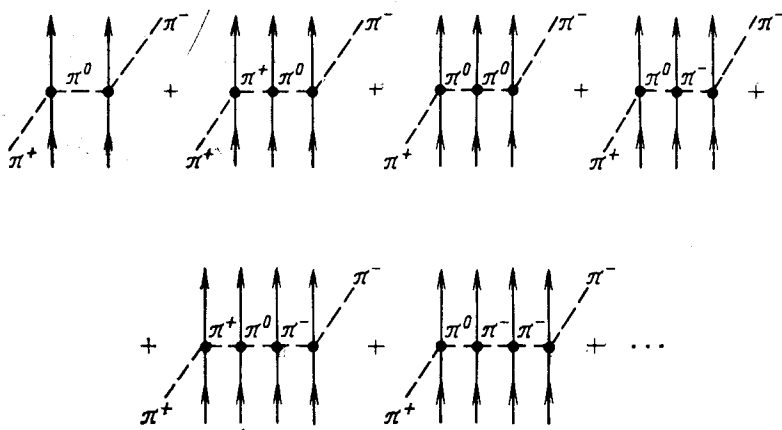


Рис. 1. Диаграммное разложение для двухступенчатого механизма

матричный элемент (8) будет выражаться через интеграл от произведения матричных элементов одночастичных операторов, пропорциональных плотности. Если к тому же промежуточное состояние является аналоговым, то пропатор G_0 в (8) заменяют пропатором свободного пиона. С другой стороны, если учесть тот факт, что в процессе реакции ДП π -мезон передает сравнительно малую энергию (не более 30 МэВ) по сравнению с его кинетической энергией, то в пропаторе можно заменить энергию возбуждения ΔE_n некой усредненной энергией ΔE . При этом в формуле (8) можно провести суммирование по промежуточным состояниям, используя условие полноты. Поэтому для расчета матричного элемента необходимо знать двухчастичную плотность и, следовательно, в таком подходе можно непосредственно исследовать роль двухчастичных короткодействующих корреляций. В ряде работ изучалось влияние ядерной среды на распространение промежуточного π -мезона. С этой целью использовался следующий пропатор:

$$\frac{1}{E - E_n - K_\pi - U_n(E)}, \quad (9)$$

где $U_n(E)$ — оптический потенциал, описывающий распространение пиона в промежуточном состоянии.

Дифракционное приближение. Рассмотрение реакции ДП π -мезонов на ядрах существенно упрощается при больших энергиях пионов, когда длина волны падающей частицы мала по сравнению с размерами ядра. В этом случае процесс можно описывать в приближении Глаубера — Ситенко [7, 8]. Связь между теорией многократного рассеяния Ватсона и приближением Глаубера — Ситенко при потенциальном рассеянии детально проанализирована в [9]. Следуя [9], можно получить приближение Глаубера — Ситенко в теории многократного рассеяния. Для этого необходимо в функции Грина (4) пренебречь гамильтонианом H_0 и в полученном в пропагаторе использовать эйкональное приближение. Тогда в приближении Глаубера — Ситенко амплитуда ДП пионов запишется следующим образом:

$$M_{i \rightarrow f} = \frac{ik_f}{2\pi} \int d^2be^{iqb} \langle \mathbf{k}_f, f | 1 - \prod_{j=1}^N (1 - \Gamma_j(\mathbf{b} - \mathbf{s}_j)) | \mathbf{k}_i, i \rangle, \quad (10)$$

где $\mathbf{q} = \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_f$, \mathbf{b} — прицельный параметр; \mathbf{s}_j — проекция вектора \mathbf{r}_j на плоскость прицельного параметра, а профильная функция определяется следующим образом:

$$\Gamma_j(\mathbf{b} - \mathbf{s}_j) = (2\pi ik_j)^{-1} \int d^2qe^{-iq(\mathbf{b} - \mathbf{s}_j)} t(\omega_j, \mathbf{q}). \quad (11)$$

В формуле (11) $t(\omega, \mathbf{q})$ — амплитуда πN -рассеяния на энергетической поверхности, вычисленная при полной энергии ω_j и переданном импульсе \mathbf{q} в системе центра масс (ц. м.) пион — j -й нуклон. Ясно, что член, соответствующий однократному рассеянию, в формуле (10) не будет давать вклад в процесс ДП. Отметим, что в сечении ДП в дифракционном приближении будут давать вклады диаграммы рис. 1, причем в данном случае в отличие от импульсного приближения графический ряд конечен и будет содержать диаграммы вплоть до диаграмм с N нуклонными линиями. Формулу (10) можно упростить, если в амплитуде πN -рассеяния пренебречь членами, зависящими от спина, вклад которых в процесс согласно [10] не превышает 5%. В этом случае

$$t(\omega, \mathbf{q}) = t_1(\omega, \mathbf{q}) + t_2(\omega, \mathbf{q})(\mathbf{I} \cdot \boldsymbol{\tau}), \quad (12)$$

где \mathbf{I} и $\boldsymbol{\tau}$ — изоспиновые операторы пиона и нуклона соответственно, и для профильной функции получим

$$\Gamma_j(\mathbf{b}) = \Gamma_{1j}(\mathbf{b}) + \Gamma_{2j}(\mathbf{b})(\mathbf{I} \cdot \boldsymbol{\tau}). \quad (13)$$

Используя (13) в матричном элементе ДП, можно отделить члены, дающие вклад в двойную перезарядку пиона, от членов, искажающих

ПИОННЫЕ ВОЛНЫ:

$$M_{i \rightarrow f} = \frac{ik_f}{2\pi} \int d^2b e^{iqb} \Gamma_{\text{tot}}(\mathbf{b}), \quad (14)$$

где

$$\Gamma_{\text{tot}}(\mathbf{b}) = \langle \mathbf{k}_f, f | [-2 \sum_{i < j}^N \Gamma_{2i}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_i) \Gamma_{2j}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_j) \times \\ \times (\boldsymbol{\tau}_i \cdot \boldsymbol{\tau}_j)] \left[\prod_{l \neq i, j}^N (1 - \Gamma_{1l}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_l)) \right] | \mathbf{k}_i, i \rangle. \quad (15)$$

Первый множитель в (15) показывает, что два нейтрона (протона) переходят в два протона (нейтрона), в то время как второй описывает всевозможные упругие перерассеяния начального, промежуточного и конечного пионов. Последний фактор особенно важен в резонансной области энергий. Дифракционное приближение в реакции ДП пионов на ядра было реализовано в [10—15].

Приближение фиксированных центров. Рассмотренное выше дифракционное приближение наиболее успешно применимо при малых углах рассеяния пионов. В [16] была развита теория многократного рассеяния частицы на ядре, в которой нет ограничения на углы рассеяния. В этом подходе нуклоны в ядре подразумеваются фиксированными в положениях $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_N$ в процессе рассеяния, а T -матрица π -ядерного взаимодействия, являющаяся функцией координат нуклонов $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_N$, усредняется по соответствующим ядерным волновым функциям. В [17] показано, что если использовать функцию Грина свободного пиона, т. е. пренебречь возбуждением и энергией отдачи ядра по сравнению с кинетической энергией падающего пиона, а уравнение для τ -матрицы (5) написать для фиксированного нуклона, то из (3) можно получить T -матрицу в приближении фиксированных центров. Исходя из приближения фиксированных центров для T -матрицы в [18] был развит подход для исследования ДП. В этой модели матричный элемент перехода (6) запишется в следующем виде:

$$M_{i \rightarrow f} = \langle \mathbf{k}_f, f | T(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f; \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_N) | \mathbf{k}_i, i \rangle. \quad (16)$$

где

$$T(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f; \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_N) = \sum_{j=1}^N e^{-i\mathbf{r}_j \mathbf{k}_f} G_j(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f; \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_N). \quad (17)$$

$G_j(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f; \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_N)$ описывает многократное рассеяние во всех порядках, причем последнее рассеяние происходит на j -м нуклоне. Эта амплитуда удовлетворяет следующей системе уравнений [19]:

$$G_j(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f; \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_N) = t_j(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f) e^{i\mathbf{k}_i \mathbf{r}_j} + \\ + \sum_{n \neq j} \int d\Omega_p t_n(\mathbf{p}, \mathbf{k}_f) e^{i\mathbf{p}(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_n)} \Theta[\mathbf{p} \cdot (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_n)] \times \\ \times G_n(\mathbf{k}_i, \mathbf{p}; \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_N), \quad (18) \\ |\mathbf{k}_i| = |\mathbf{k}_j| = |\mathbf{p}|, \quad j = 1, 2, \dots, N,$$

где $t_j(\mathbf{p}, \mathbf{k}_j)$ — матрица свободного πN -рассеяния на энергетической поверхности. Уравнение (18) можно записать в символической форме

$$G_j = t_j + t_j \sum_{n \neq j} G_n. \quad (19)$$

Используя форму записи (19), можно написать соответствующие уравнения для амплитуды ДП. Рассмотрим ДП для положительных пионов. Пусть G_j^+ — амплитуда упругого рассеяния, G_j^- и G_i^0 — амплитуды рождения π^- и π^0 -мезонов соответственно, t_j^+ , t_j^- , t_j^0 — амплитуды свободного упругого πN -рассеяния, а t_j^{+0} , t_j^{0-} , t_j^{+} , t_j^{-} — зарядово-обменные πN -амплитуды. Тогда система связанных интегральных уравнений для процесса ДП π^+ -мезонов примет вид:

$$\left. \begin{aligned} G_j^+ &= t_j^+ + t_j^+ \sum_{i \neq j} G_i^+ + t_j^{+0} \sum_{i \neq j} G_i^0; \\ G_j^0 &= t_j^{0+} + t_j^0 \sum_{i \neq j} G_i^0 + t_j^{0+} \sum_{i \neq j} G_i^+ + t_j^{0-} \sum_{i \neq j} G_i^-; \\ G_j^- &= t_j^- \sum_{i \neq j} G_i^- + t_j^{-0} \sum_{i \neq j} G_i^0. \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

В формуле (20), например, член $t_j^{+0} \sum_{i \neq j} G_i^0$ описывает процесс, в котором π^0 -мезон распространяется в ядре, причем последнее взаимодействие есть упругое рассеяние на i -м нуклоне. Член $t_i^{-0} \sum_{i \neq j} G_j^0$ описывает π^- -мезон, который возник из π^0 -мезона при его последнем зарядово-обменном рассеянии t_i^{-0} на i -м нуклоне. Система связанных уравнений (20) решалась в [18] с использованием сепарабельной формы для πN -амплитуды рассеяния. Отметим, что описанный выше метод позволяет исследовать когерентную ДП, т. е. аналоговые переходы. Последнее следует из требования $|\mathbf{k}_i| = |\mathbf{k}_f| = |\mathbf{p}|$ в уравнении (18).

Метод оптического потенциала. Наряду с изложенными выше методами построения T -матрицы для процесса ДП в теории многократного рассеяния успешно используется описание реакции ДП на средних и тяжелых ядрах введением оптического потенциала. Оптическая модель сводит задачу рассеяния пиона на многочастичной системе — ядре к более простой задаче — рассеяния пиона в поле комплексного оптического потенциала. В этом подходе T -матрица упругого π -ядерного взаимодействия получается решением уравнения Липшмана — Швингера

$$T = U + UG_0T. \quad (21)$$

Входящий в формулу (21) оптический потенциал U подбирается феноменологически либо строится в рамках теории многократного рассеяния. В двух различных подходах теории многократного рассеяния [20, 21] оптический потенциал выражается в виде разложения в ряд по матрице πN -взаимодействия [17]. Так как при низких энер-

гиях πN -взаимодействие слабее, чем NN -взаимодействие, то считается, что для пион-ядерного рассеяния этот ряд сходится быстрее, чем для нуклон-ядерного рассеяния.

С использованием метода оптического потенциала были исследованы реакции упругой или когерентной однократной и двойной перезарядки пионов

$$\pi^+ + {}_N X_Z \rightarrow \pi^0 + {}_{N-1} Y_{Z+1}; \quad (22)$$

$$\pi^+ + {}_N X_Z \rightarrow \pi^- + {}_{N-2} W_{Z+2}. \quad (23)$$

В реакциях (22) и (23) ядра ${}_N X_Z$, ${}_{N-1} Y_{Z+1}$ и ${}_{N-2} W_{Z+2}$ являются изотопическими мультиплетами. Это означает, что в зарядово-обменной реакции (22) ${}_{N-1} Y_{Z+1}$ есть изобар-аналоговое состояние основного состояния ядра ${}_N X_Z$, а ядро ${}_{N-2} W_{Z+2}$ — аналоговое состояние ядра ${}_{N-1} Y_{Z+1}$ или дубль-изобар-аналоговое состояние (ДИАС) ядра-мишени.

Обычно сечение ДП пионов на средних и тяжелых ядрах вычисляют в первом приближении по оптическому потенциалу. Соответствующий матричный элемент перехода можно написать в виде

$$M_{i \rightarrow f} = \langle \varphi_{\pi^-} | U G_0 U | \varphi_{\pi^+} \rangle. \quad (24)$$

При рассмотрении реакции ДП на ядрах использовался оптический потенциал как первого [22—24], так и второго порядков [23, 25, 26]. Оптический потенциал первого порядка имеет следующий вид:

$$U_{\alpha\beta}(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f) = \sum_l \langle \mathbf{k}_i, \alpha | t_l | \mathbf{k}_f, \beta \rangle, \quad (25)$$

где индексы α, β, \dots обозначают упругий канал, канал однократной перезарядки и канал двойной перезарядки. Используя выражение для оптического потенциала, пишется уравнение Клейна — Гордона для связанных каналов, которое позволяет определить пионные функции, входящие в формулу (24)

$$(-\nabla^2 + 2EV_c^\alpha - k_\alpha^2) \varphi_\alpha = 2E \sum_\beta U_{\alpha\beta} \varphi_\beta, \quad (26)$$

где k_α — импульс пиона в канале α ; V_c^α — соответствующий кулоновский потенциал ядра. Отметим, что если в реакции перезарядки два искажения пионной волны (налетающего пиона и π^0 -мезона), то в реакции ДП таких искажений три: искажение π^+ - и π^- -волн во входном и выходном каналах и искажение π^0 -мезона, входящее в формулу (24) через функцию Грина.

С использованием метода связанных каналов в импульсном представлении в [26] была построена дифракционная теория реакции ДП. Исходным при этом являлась система трех интегральных уравнений, которую формально можно записать в следующем виде:

$$\mathcal{F} = \tilde{v} + \tilde{v} G_0 \mathcal{F}, \quad (27)$$

где \mathcal{T} — оператор рассеяния, а \tilde{v} — эффективное взаимодействие, которое разбивается на сильное и кулоновское взаимодействия

$$\tilde{v} = v_s + v_c. \quad (28)$$

В формуле (28) v_s — комплексное, зависящее от энергии взаимодействие, которое для ядер с изоспином $T \geq 1$ можно записать в следующем общем виде:

$$v_s = V_0 + (I \cdot T) V_1 + (I \cdot T)^2 V_2. \quad (29)$$

В формуле (29) I и T — изоспиновые операторы пиона и ядра соответственно, а V_0 , V_1 и V_2 обычно называются изоскалярным, изовекторным и изотензорным взаимодействиями соответственно. Если ввести оптический потенциал для системы π^i — ядро ($i = +, 0, -$) следующим образом:

$$U^i = \langle \pi^i, \text{ядро} | v_s | \pi^i, \text{ядро} \rangle, \quad (30)$$

то, используя стандартную алгебру угловых моментов, получаем простой результат [26]

$$\begin{bmatrix} V_0 \\ V_1 \\ V_2 \end{bmatrix} = \frac{1}{T(2T-1)} \begin{bmatrix} -T & T(2T+1) - T \\ 1 - T & -1 & T \\ 1 & -2 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U^+ \\ U^0 \\ U^- \end{bmatrix}, \quad (31)$$

где T — ядерный изоспин. Формула (31) связывает взаимодействия V_0 , V_1 и V_2 с оптическим потенциалом n -го порядка. С введением оптического потенциала второго порядка, зависящего от квадрата плотности ядра, этот подход позволяет рассматривать ДП, происходящую как на двух валентных нуклонах, так и на двух нуклонах кора, через неаналоговые переходы. Интерференция этих амплитуд с амплитудой, включающей аналоговые переходы, качественно изменяет сечение ДП. Последнее связано со сравнимостью значений этих амплитуд.

Модель мезонных токов. Рассмотрение мезонных токов в ядерной физике позволило объяснить ядерные магнитные моменты, некоторые эффекты в рассеянии электронов на ядрах, а также различные аспекты теории фотоядерных реакций и поглощения мезонов ядрами. Однако во всех рассматриваемых процессах мезонные токи рассматривались наряду с одночастичным эффектом. Примером реакции, в которой мезонным токам отводится основная роль, т. е. их эффект должен проявиться уже в первом порядке, является реакция ДП пионов. В самом деле, если исходить из того, что нуклоны окружены «мезонной шубой», то выбивание π^- (π^+)-мезона из мезонной шубы нуклона π^+ (π^-)-мезоном приведет к реакции ДП на ядре. Основная гипотеза модели мезонных токов реакции ДП, предложенная в [27], сводилась к допущению, что π -мезон рассеивается на внеэнергетическом пионе, которым обмениваются нуклоны в ядре. При этом $\pi^+ NN \rightarrow \pi^- NN$ -амплитуда строилась, исходя

из амплитуды $\pi\pi$ -рассеяния. Для этого механизма амплитуда элементарного акта может быть найдена из диаграммы на рис. 2, а

$$A(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f) = (i\sqrt{2}g)^2 \bar{u}_n(k_{1\mu}) \gamma_5 \tau_{-p} (k'_{1\mu}) \bar{u}_n(k_{2\mu}) \gamma_5 \times \\ \times \tau_{-p}(k'_{2\mu}) \frac{M_{\pi\pi}(k_{i\mu}, q_{1\mu}; q_{2\mu}, k_{f\mu})}{(q_{1\mu}^2 - \tilde{m}^2)(q_{2\mu}^2 - \tilde{m}^2)}, \quad (32)$$

где $k_{1\mu}, k_{2\mu}, k_{i\mu}, k_{f\mu}$ — 4-импульсы нуклонов и мезонов; $q_{1\mu} = k_{1\mu} - k_{f\mu}$; $q_{2\mu} = k_{2\mu} - k_{i\mu}$; g — константа πN -взаимодействия; \tilde{m} — масса пиона, а $M_{\pi\pi}(k_{i\mu}, q_{1\mu}; q_{2\mu}, k_{f\mu})$ — матричный элемент перехода для $\pi^+\pi^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ -рассеяния. Ввиду того, что энергия $\pi\pi$ -системы в системе ц. м. достаточно низка, для описания $\pi\pi$ -рассеяния внеэнергетической поверхности можно использовать либо модель Вайнберга [28], либо модифицированную модель Венециано [29]. Если, следуя [27], пренебречь переданной энергией и импульсами нуклонов внутри ядра, то формулу (32) в нерелятивистском пределе можно записать в следующем виде:

$$A(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f) = (i\sqrt{2}g)^2 \frac{(\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \mathbf{k}_1)(\boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \mathbf{k}_2)}{4m} \times \\ \times \frac{M_{\pi\pi}(k_{i\mu}, \mathbf{k}_i; \mathbf{k}_2, k_{f\mu})}{(k_1^2 + \tilde{m}^2)(k_2^2 + \tilde{m}^2)}. \quad (33)$$

Используя выражение (33), можно получить сечение реакции ДП пионов на ядрах в предположении механизма мезонных токов. В

[15, 27, 30—32] было проведено исследование вклада мезонных токов в процесс ДП. При рассмотрении диаграммы рис. 2, а возникает вопрос: является ли диаграмма рис. 2, а единственной, описывающей вклад мезонных токов в реакцию ДП? Если на рис. 2, а убрать одну нуклонную линию, то получим диаграмму для процесса $\pi N \rightarrow \pi\pi N$. На основании этого в [15] было предложено, что при рассмотрении мезонных токов в реакции ДП необходимо использовать такую модель, которая хорошо описывает процесс $\pi N \rightarrow \pi\pi N$. Было построено около 30 диаграмм, которые дают вклад в последний процесс, правда, вклады некоторых из них сокращаются. Если к этим диаграммам добавить одну нуклонную линию, то получим графы, описывающие вклады мезонных токов в ДП. Например, если процесс $\pi N \rightarrow \pi\pi N$ описывать кирально-инвариантным гамильтонианом [28], то при описании реакции ДП необходимо использовать диаграмму рис. 2, б, которая также учитывает вклад мезонных токов в ДП.

Исходя из сказанного, ясно, что при изучении реакции ДП в определенных кинематических условиях можно получить информацию как об амплитуде $\pi\pi$ -рассеяния, так и о внеэнергетической экстраполяции амплитуды $\pi N \rightarrow \pi\pi N$ -процесса.

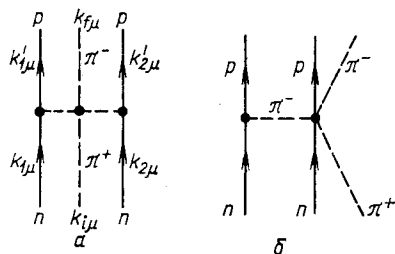
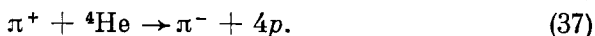
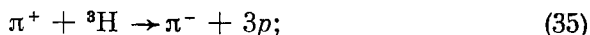
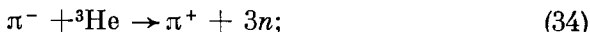


Рис. 2. Диаграммы механизма мезонных токов

2. МИКРОСКОПИЧЕСКИЙ ПОДХОД В ТЕОРИИ РЕАКЦИИ ДП

Двойная перезарядка пионов на трех- и четырехнуклонных ядрах. С теоретической точки зрения наибольший интерес представляет изучение процесса ДП π -мезонов на трех- и четырехнуклонных ядрах



Этот интерес обусловлен несколькими причинами. Во-первых, ядра ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ имеют минимальное число нуклонов, чтобы рассматриваемый процесс имел место. Во-вторых, реакции ДП (34)—(37) идут через единственный канал — полный развал ядра. В-третьих, именно при изучении реакции ДП на трех- и четырехнуклонных ядрах можно получить более или менее однозначные заключения о механизме реакции и выяснить, в какой области энергии какой механизм реакции превалирует. Действительно, для описания трех и четырех нуклонов в дискретном и непрерывном спектрах разработаны широко известные безмодельные методы уравнений Фаддеева и гиперсферических функций. Используя эти методы с предположением лишь о механизме реакции, можно построить теорию ДП пионов на трех- и четырехнуклонных ядрах. В-четвертых, исследование процессов (34) и (36) дает уникальную возможность изучения системы трех и четырех нейтронов. В-пятых, микроскопическое безмодельное описание начального и конечного ядерных состояний в реакциях (34)—(37) с использованием NN -потенциалов позволяет связать экспериментально установленные характеристики реакции ДП со свойствами NN -взаимодействия и получить о последних более или менее однозначные заключения.

На сегодняшний день при изучении реакций (34)—(37) в области промежуточных энергий рассматривались два механизма: двухступенчатый механизм, когда пион последовательно перерассеивается на двух нуклонах ядра и дважды меняет свой знак, и механизм мезонных токов.

Реакция ДП пионов на ядрах ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$ в предположении двухступенчатого механизма рассматривалась в [11, 31—33]. В [11] в рамках дифракционного приближения вычислялось дифференциальное сечение процесса (34) для рассеяния вперед с использованием модели Чу и Лоу [34] для πN -взаимодействия. Ядро ${}^3\text{He}$ описывалось пространственно-симметричной гауссовой функцией s -состояния, а три нейтрона — слетеровским детерминантом, составленным из плоских волн. Тем самым пренебрегалось взаимодействием в конечном состоянии (ВКС) между тремя нейтронами. Филлипс [33] при исследовании реакции (34) использовал полумикроскопический подход, описывая трехнейтронное состояние решением уравнения

Фаддеева в первом итерационном приближении, а ядро ${}^3\text{He}$ — вариационной гауссовой функцией s -состояния. В этом случае, хотя и учитывалось взаимодействие в конечном состоянии между двумя нейтронами, не обеспечивалась ортогональность начального и конечного ядерных состояний. В [31, 32] была развита микроскопическая теория ДП пионов для процессов (34) и (35) в предположении как двухступенчатого механизма, так и механизма мезонных токов. В этом микроскопическом подходе волновые функции начального и конечного ядерных состояний являются собственными функциями одного и того же гамильтониана и тем самым обеспечивается ортогональность этих состояний.

Реакция ДП пионов на ядре ${}^4\text{He}$ рассматривалась в [32, 35—38] в рамках двухступенчатого механизма с использованием импульсного приближения. Бейкер и Шмит [35] построили амплитуду πN -рассеяния, исходя из статической модели взаимодействия пиона с нуклоном, и включили Δ -резонанс в πN -амплитуду. В недавней работе Гиббса и др. [36] реакция ДП на ${}^4\text{He}$ также рассматривалась как двухступенчатый процесс, однако использовалась более полная параметризация t -матрицы πN -взаимодействия. Подходы [35 и 36] существенно отличаются внешнеэнергетическим продолжением амплитуды πN -рассеяния, и отличие результатов этих работ указывает на сильную чувствительность реакции ДП к немассовым эффектам. Для описания начального состояния в реакциях (36) и (37) в [35 и 36] использовались гауссовы вариационные функции, и хотя в более поздней работе [36] учитывался принцип Паули и точно вычислялся пятичастичный фазовый объем, однако не рассматривалось ВКС между нуклонами. В [32, 37, 38] было показано, что такое рассмотрение довольно грубое, так как в сечении процесса имеются ложные вклады из-за неортогональности начального и конечного ядерных состояний, а учет ВКС изменяет результаты не только количественно, но и качественно.

Реакции ДП (36) и (37) в предположении механизма мезонных токов рассматривались в [27, 32]. В [27] не рассматривались паулевские корреляции, ВКС и не полностью трактовался пятичастичный фазовый объем. Использование полностью антисимметризованных волновых функций начального и конечного состояний, учет ВКС между всеми нуклонами и точное вычисление пятичастичного фазового объема, проведенное в [32], сильно изменили результаты и заключения [27] и показали, что в области низких энергий основным механизмом ДП является последовательное перерассеяние пиона на двух нуклонах ядра.

Микроскопическая теория ДП (34)—(37) была развита в [31, 32, 37, 38] в рамках метода гиперсферических функций для трех и четырех частиц. Этот подход позволил определить волновые функции ядер мишени и волновые функции трех и четырех взаимодействующих нуклонов в непрерывном спектре, исходя из одних и тех же реалистических NN -потенциалов. Тем самым, с одной стороны, обеспечивалась

ортогональность этих состояний, а с другой — это позволило связать экспериментальные факты по ДП со свойствами NN -потенциалов. Кроме того, использование гиперсферического базиса позволило точно находить четырех- и пятичастичные фазовые объемы. Ниже, следуя [31, 32, 37, 38], излагаем основные положения микроскопического подхода в теории реакций (34)–(37).

Дифференциальное сечение реакций. *Дифференциальное сечение ДП на трехнуклонных ядрах.* При кинематическом описании процессов (34)–(37) π -мезоны будем считать релятивистскими частицами, а движение нуклонов описывать в нерелятивистском приближении. Если 4-импульсы пиона в начальном и конечном состояниях обозначить $k_{i\mu} = (\mathbf{k}_i, E_i)$ и $k_{f\mu} = (\mathbf{k}_f, E_f)$ соответственно, то закон сохранения 4-импульса для реакций (34) и (35) примет вид:

$$k_{i\mu} + Q_\mu = k_{f\mu} + \sum_{j=1}^3 K_{j\mu}, \quad (38)$$

где $Q_\mu = (0, M_3)$ — 4-импульс трехнуклонного ядра, а $K_{j\mu} = (\mathbf{K}_j, E_j)$ 4-импульс j -го нуклона в конечном состоянии.

В системе трех нуклонов введем импульсы Якоби:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{k}_1 &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\mathbf{K}_1 - \mathbf{K}_2), \quad \mathbf{k}_2 = \frac{1}{\sqrt{6}} (\mathbf{K}_1 + \mathbf{K}_2 - 2\mathbf{K}_3); \\ \mathbf{K} &= \frac{1}{\sqrt{3}} (\mathbf{K}_1 + \mathbf{K}_2 + \mathbf{K}_3). \end{aligned} \right\} \quad (39)$$

В этих переменных дифференциальное сечение процессов (34) и (35) в с. ц. м. ядра примет следующий вид:

$$d\sigma = 2\pi |M_{i \rightarrow f}|^2 \delta \left(E_i - E_f - \frac{k_1^2 + k_2^2}{2m} - B_3 \right) \frac{E_i}{k_i} \frac{d\mathbf{k}_f d\mathbf{k}_1 d\mathbf{k}_2}{(2\pi)^9}, \quad (40)$$

где B_3 — энергия связи трехнуклонного ядра; m — масса нуклона.

Перейдем от импульсов Якоби (39) к гиперсферическим координатам в импульсном пространстве

$$k^2 = k_1^2 + k_2^2, \quad k_1 = k \sin \alpha, \quad k_2 = k \cos \alpha;$$

$$d\mathbf{k}_1 d\mathbf{k}_2 = k^5 dk d\Omega_k, \quad d\Omega_k = \sin^2 \alpha \cos^2 \alpha d\alpha d\hat{\mathbf{k}}_1 d\hat{\mathbf{k}}_2. \quad (41)$$

В гиперсферических координатах угловое и энергетическое распределения π -мезонов, образовавшихся в результате реакции двойной перезарядки, примет следующий вид:

$$\frac{d^2\sigma}{dE_f d\Omega_\pi} = 2\pi \rho_f \int |M_{i \rightarrow f}|^2 d\Omega_k, \quad (42)$$

где ρ_f — четырехчастичная плотность конечных состояний

$$\rho_f = (2\pi)^{-9} \frac{E_i E_f k_f}{k_i} \frac{(2m)^3}{2} (E_i - E_f - B_3)^2. \quad (43)$$

Дифференциальное сечение ДП на ядре ${}^4\text{He}$. Перейдем теперь к рассмотрению процессов (36) и (37). Обозначим $P_{j\mu} = (\mathbf{P}_j, E_j)$ и

$P_\mu = (0, M_\mu)$ — импульсы j -го нуклона в непрерывном спектре и ядра ${}^4\text{He}$ соответственно. В этих обозначениях закон сохранения 4-импульса для реакций (36) и (37) запишется в следующей форме:

$$k_{i\mu} + P_\mu = k_{j\mu} + \sum_{j=1}^4 P_{j\mu}. \quad (44)$$

В системе четырех нуклонов перейдем от импульсов P_j к импульсам Якоби

$$\left. \begin{aligned} p_1 &= \frac{1}{\sqrt{2}} (P_1 - P_2), \quad p_2 = \frac{1}{2} (P_3 + P_4 - P_1 - P_2); \\ p_3 &= \frac{1}{\sqrt{2}} (P_3 - P_4), \quad P = \frac{1}{4} (P_1 + P_2 + P_3 + P_4) \end{aligned} \right\} \quad (45)$$

и в этих переменных запишем дифференциальное сечение реакции ДП пионов на ядре ${}^4\text{He}$. После интегрирования по импульсу центра масс четырех нуклонов сечение примет вид:

$$d\sigma = 2\pi |\tilde{M}_{i \rightarrow f}|^2 \delta \left(E_i - E_f - \frac{p_1^2 + p_2^2 + p_3^2}{2m} - B_4 \right) \frac{E_i E_f k_f}{k_i} \frac{dk_f dp_1 dp_2 dp_3}{(2\pi)^{12}}, \quad (46)$$

где B_4 — энергия связи ядра ${}^4\text{He}$. Как и в случае трех тел, перейдем от импульсов Якоби p_i к гиперсферическим координатам в импульсном пространстве. Гиперимпульс в девятимерном импульсном пространстве определяется формулой $p = (p_1^2 + p_2^2 + p_3^2)^{1/2}$, а гиперсферические углы β_1 и β_2 вводятся следующим образом:

$$p_1 = p \cos \beta_1 \sin \beta_2, \quad p_2 = p \sin \beta_1 \sin \beta_2, \quad p_3 = p \cos \beta_2. \quad (47)$$

Остальные шесть углов определяют направление векторов \hat{p}_1, \hat{p}_2 и \hat{p}_3 . Используя гиперсферические переменные и учитывая, что $dp_1 dp_2 dp_3 = p^8 dp d\Omega_p$, из формулы (46) для дифференциального сечения ДП получаем

$$\frac{d^2\sigma}{dE_f d\Omega_\pi} = 2\pi \tilde{\rho}_f \int |\tilde{M}_{i \rightarrow f}|^2 d\Omega_p, \quad (48)$$

где

$$d\Omega_p = \sin^2 \beta_1 \cos^2 \beta_1 \sin^5 \beta_2 \cos^2 \beta_2 d\beta_1 d\beta_2 d\hat{p}_1 d\hat{p}_2 d\hat{p}_3; \quad (49)$$

$$\tilde{\rho}_f = (2\pi)^{-12} \frac{E_i E_f k_f}{k_i} \frac{(2m)^{9/2}}{m} (E_i - E_f - B_4)^{1/2}. \quad (50)$$

Волновые функции начального и конечного ядерных состояний. Волновые функции начального и конечного ядерных состояний для процессов (34)—(37) получаем, используя метод гиперсферических функций для трех и четырех тел. Волновую функцию основного состояния трехнуклонного ядра с $L = 0, S = 1/2$ и $T = 1/2$ разложим в ряд по симметризованным трехчастичным гиперсферическим функ-

циям

$$\Psi_i(\eta_1, \eta_2) = - \sum_K \varphi_{K0}^s(r) \Phi_{K0}^s(\Omega_r) V_i^a(\sigma, \tau) + \\ + \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_K \varphi_{K0}(r) (\Phi_{K0}^{m1}(\Omega_r) V_i^{m2}(\sigma, \tau) - \Phi_{K0}^{m2}(\Omega_r) V_i^{m1}(\sigma, \tau)), \quad (51)$$

где $\varphi_{K0}^s(r)$ и $\varphi_{K0}(r)$ — гиперрадиальные функции. Индексы s и a соответствуют симметричному и антисимметричному состояниям, а индексы $m1$ и $m2$ — состояниям смещенной симметрии группы S_3 . В формуле (51) $r^2 = \eta_1^2 + \eta_2^2$, $\eta_1 = r \cos \beta$, $\eta_2 = r \sin \beta$, $\Omega_r \equiv (\beta, \hat{\eta}_1, \hat{\eta}_2)$, где η_1 и η_2 — координаты Якоби, а $V_i^p(\sigma, \tau)$ ($p = s, a, m1, m2$) — спин-изоспиновые функции трех нуклонов в состоянии $S = 1/2$, $T = 1/2$. Симметризованные гиперсферические функции $\Phi_{KL}^p(\Omega_r)$ определяются следующим образом:

$$\Phi_{KL}^p(\Omega_r) = \sum_{l_1 l_2 m_1 m_2} C_{KL}^p(l_1 l_2) \langle l_1 l_2 m_1 m_2 | LM \rangle \Phi_K^{l_1 l_2 m_1 m_2}(\Omega_r). \quad (52)$$

Входящие в формулу (52) коэффициенты симметризации $C_{KL}^p(l_1 l_2)$ строятся согласно [39], а гиперсферические функции $\Phi_K^{l_1 l_2 m_1 m_2}(\Omega_r)$ являются собственными функциями угловой части шестимерного оператора Лапласа. Подставляя разложение (51) в трехчастичное уравнение Шредингера, получаем бесконечную систему зацепляющихся дифференциальных уравнений для гиперрадиальных функций $\varphi_{K0}^s(r)$ и $\varphi_{K0}(r)$.

Волновые функции начального ядерного состояния для процессов (36) и (37) вычислим в базисе четырехчастичных гиперсферических функций. С этой целью волновую функцию ядра ${}^4\text{He}$ разложим по симметризованным гиперсферическим функциям

$$\Psi_i(\xi_1, \xi_2, \xi_3) = \sum_{\mu [j] \lambda L} \chi^{\mu [j] \lambda L}(R) \Gamma_{\mu [j] \lambda}^{LMST}(\Omega_R, \sigma, \tau), \quad (53)$$

где $[j]$ и λ — схема Юнга и символ Яманучи; μ — обобщенный угловой момент в девятимерном пространстве; L и M , S и T — полный орбитальный момент и его проекция, полный спин и изоспин соответственно; $R = (\xi_1^2 + \xi_2^2 + \xi_3^2)^{1/2}$ — длина радиус-вектора в девятимерном координатном пространстве; $\Omega_R \equiv (\gamma_1, \gamma_2, \hat{\xi}_1, \hat{\xi}_2, \hat{\xi}_3)$ — совокупность восьми углов, шесть из которых ($\hat{\xi}_1, \hat{\xi}_2$ и $\hat{\xi}_3$) определяют направление единичных векторов, соответствующих координатам Якоби, а углы γ_1 и γ_2 вводятся аналогично соотношениям (47), с использованием гиперрадиуса R . Симметризованные гиперсферические функции $\Gamma_{\mu [j] \lambda}^{LMST}(\Omega_R, \sigma, \tau)$ строятся из спин-изоспиновых и гиперсферических функций:

$$\Gamma_{\mu [j] \lambda}^{LMST}(\Omega_R, \sigma, \tau) = \frac{1}{\sqrt{h_{[j]}}} \sum_{\nu} \Phi_{\mu LM}^{[j] \nu \lambda}(\Omega_R) \Phi_{[j] \nu}^{ST}(\sigma, \tau), \quad (54)$$

где $h_{\{f\}}$ — размерность представления группы S_4 , ν нумерует строки этого представления; $\Phi_{\nu}^{ST}(\sigma, \tau)$ — четырехчастичные спин-изо-спиновые функции. Симметризованные четырехчастичные гиперсферические функции $\Phi_{\mu LM}^{[f] \nu \lambda}(\Omega_R)$ строятся согласно [40]. Подставляя разложение (53) в четырехчастичное уравнение Шредингера, для гиперсферических функций $\chi^{\mu [f] LL}(R)$ получаем бесконечную систему зацепляющихся дифференциальных уравнений.

Волновые функции конечного состояния будем искать также в гиперсферическом формализме. Реакции (34)—(37) являются примерами многочастичных ядерных реакций, в которых в конце образуются три и четыре нуклона в непрерывном спектре. Возникает вопрос: насколько справедливо описывать такие состояния в гиперсферическом базисе?

Действительно, при описании конечного состояния в многочастичных ядерных реакциях возникают большие трудности, часть из которых носит принципиальный характер. При работе в конфигурационном пространстве даже в случае трех тел волновая функция рассеяния имеет сложную асимптотику [41, 42], а в импульсном представлении соответствующие интегральные уравнения содержат сингулярности из-за компонент однократного рассеяния [41—43]. Естественно ожидать, что для большего числа частиц ситуация будет еще сложнее, хотя асимптотическое поведение четырехчастичных волновых функций рассеяния до сих пор еще не исследовано. Единственное, что можно с уверенностью заключить — это неперенное присутствие многомерной сферической волны в асимптотике многочастичной функции. В случае трех тел она имеет вид $\exp\{i(k_1 \eta_1 + k_2 \eta_2)\}/r^{5/2}$, а в случае четырех — $\exp\{i(p_1 \cdot \xi_1 + p_2 \cdot \xi_2 + p_3 \cdot \xi_3)\}/R^4$, где r и R — длины радиус-векторов в соответствующих многомерных пространствах. Можно ли выделить процессы, в которых главную роль будет играть асимптотика многочастичной волновой функции в виде многомерной сферической волны? Такими процессами можно считать реакции полного развала [37—39, 44—48], когда в конечном состоянии не могут образоваться связанные состояния подсистем (состояния являются «демократическими» и отсутствуют двухчастичные рассеяния на энергетической поверхности) и в трехчастичном рассеянии отсутствует «хребет». Хребет, введенный Ньютоном и Штокхаммером [49], определяется таким направлением шестимерного радиус-вектора g , которое соответствует двукратному рассеянию на энергетической поверхности. Это не означает, что в методе гиперсферических функций невозможно описание двукратного рассеяния. Просто вблизи хребта сходимость метода будет существенно ухудшена. Однако далеко от хребта асимптотика волновой функции, соответствующая двукратному рассеянию вне энергетической поверхности, ведет себя как шестимерная сферическая волна [41] и, следовательно, это рассеяние можно исследовать методом гиперсферических функций. Таким образом, при рассмотрении процессов развала, в которых

в конечном состоянии не могут образовываться связанные подсистемы и основную роль в асимптотическом поведении волновой функции играет многомерная сферическая волна, можно с успехом использовать метод разложения ядерной функции конечного состояния по гиперсферическим функциям [48]. Ибо этот метод обеспечивает нужную асимптотику.

В результате реакций (34) и (35) образуется система трех нуклонов в непрерывном спектре в состоянии $L = 1$, $T = 3/2$ и двух различных спиновых состояниях с $S = 1/2$ и $S = 3/2$. Если исходить из факта, что спин-флип вносит малый вклад в сечение процесса, то можно ограничиться рассмотрением трехнуклонного состояния с $S = 1/2$. Волновую функцию конечного состояния с $L = 1$, $S = 1/2$, $T = 3/2$ разложим в ряд по симметризованным гиперсферическим функциям

$$\begin{aligned} \Psi_f(\eta_1, \eta_2; \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) = & \frac{1}{2} \sum_K \varphi_{K1}(r; k) \times \\ & \times [\Phi_{K1}^{*m2}(\Omega_h) - \Phi_{K1}^{*m1}(\Omega_h)] [\Phi_{K1}^{m1}(\Omega_r) V_f^{m2}(\sigma, \tau) - \\ & - \Phi_{K1}^{m2}(\Omega_r) V_f^{m1}(\sigma, \tau)], \end{aligned} \quad (55)$$

где $V_f^{m1}(\sigma, \tau)$, $V_f^{m2}(\sigma, \tau)$ — спин-изоспиновые функции трех нуклонов в состоянии $S = 1/2$, $T = 3/2$.

Перейдем теперь к рассмотрению реакций (36) и (37). Волновую функцию четырехчастичной системы в непрерывном спектре представим в виде разложения

$$\begin{aligned} \Psi_{f\bar{\beta}\beta'}^{[f]\beta\beta'}(\xi_1, \xi_2, \xi_3; \mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, \mathbf{p}_3) = \\ = \sum_{\mu LM} \frac{\chi_{\mu L}^{[f]}(R; p)}{R^4} \Psi_{\mu LM}^{[f]\beta\beta'}(\Omega_R, \sigma, \tau) \Psi_{\mu LM}^{* [f]\bar{\beta}\beta'}(\Omega_p), \end{aligned} \quad (56)$$

где β , β' и $\bar{\beta}$, $\bar{\beta}'$ соответствуют значкам s или a из работы Яна [50] и по парам нумеруют функции пяти неприводимых представлений группы S_4 : симметричное [4], антисимметричное [1111], два трехмерных [31] и [211] и одно двумерное [22]. В частности, для трехмерных представлений имеем функции ([31], ss), ([31], sa), ([31], as), ([211], aa), ([211], as), ([211], sa). Функции $\Psi_{\mu LM}^{[f]\beta\beta'}(\Omega_R, \sigma, \tau)$ состоят из четырехчастичных спин-изоспиновых и гиперсферических функций согласно формуле (54). Для ядра ${}^4\text{He}$ используются спин-изоспиновые функции, найденные в [51], для состояний четырех нуклонов с $T = 2$ — из работы Яна [50].

Используя волновые функции начального и конечного состоя-

ний (53) — (56), можно вычислить матричные элементы перехода для процессов (34) — (37). Соответствующие выражения для матричных элементов перехода в предположении двухступенчатого механизма реакции и механизма мезонных токов приведены в [31, 32, 37, 38]. Согласно этим работам расчет сечения ДП для процессов (34)—(37) по формулам (42) и (48) сводится к нахождению трех- и четырехчастичных гиперрадиальных функций дискретного и непрерывного спектров.

Уравнения для трех- и четырехчастичных гиперрадиальных функций непрерывного спектра. Широко известный метод фазовых функций, разработанный Бабиковым и Колоджеро [52] для задачи двух тел, в [53] был обобщен для трех и четырех тел. Дальнейшее развитие этот метод получил в [54].

Если подставить разложения (55) и (56) в трех- и четырехчастичное уравнения Шредингера соответственно, то для гиперрадиальных функций $\varphi_{k1}(r; k)$ и $\chi_{\mu L}^{[1]}(R; p)$ получим систему зацепляющихся дифференциальных уравнений. Запишем эту систему в матричном виде

$$\frac{d^2 u(\rho; \kappa)}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{du(\rho; \kappa)}{d\rho} + \left[\kappa^2 - \frac{\nu^2}{\rho^2} \right] u(\rho; \kappa) = W(\rho) u(\rho; \kappa), \quad (57)$$

где $\kappa^2 = k^2$, $\nu = K + 2$ — в случае трех частиц и $\kappa^2 = p^2$, $\nu = \mu + 7/2$ — в случае четырех тел. В уравнении (57) $u(\rho; \kappa)$ — гиперрадиальный столбец, составленный соответственно из функций $\varphi_{k1}(r; k)$ или $\chi_{\mu L}^{[1]}(R; p)$, а

$$W(\rho) = \begin{pmatrix} W_{11}^{\alpha\alpha'}(\rho) & W_{12}^{\alpha\alpha'}(\rho) & W_{13}^{\alpha\alpha'}(\rho) & \dots & W_{1n}^{\alpha\alpha'}(\rho) & \dots \\ W_{21}^{\alpha\alpha'}(\rho) & W_{22}^{\alpha\alpha'}(\rho) & W_{23}^{\alpha\alpha'}(\rho) & \dots & W_{2n}^{\alpha\alpha'}(\rho) & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ W_{n1}^{\alpha\alpha'}(\rho) & W_{n2}^{\alpha\alpha'}(\rho) & W_{n3}^{\alpha\alpha'}(\rho) & \dots & W_{nn}^{\alpha\alpha'}(\rho) & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \end{pmatrix} \quad (58)$$

— квадратная матрица, составленная из эффективных трехчастичных (для трех нуклонов) и четырехчастичных (для четырех нуклонов) потенциальных энергий, полученных усреднением NN -потенциала по трех- и четырехчастичным гиперсферическим функциям соответственно. Для простоты индексом α обозначена совокупность квантовых чисел, от которых зависят трех- и четырехчастичные гиперсферические функции.

Решение матричного уравнения (57) будем искать в виде

$$u(\rho, \kappa) = \frac{1}{\rho} (J(\kappa\rho)U^{-1}(n; \rho) - N(\kappa\rho)U^{-1}(n; \rho)T(\rho))A(\rho), \quad (59)$$

где

$$J(\kappa\rho) = \begin{pmatrix} J_\nu(\kappa\rho) & 0 & 0 & \dots \\ 0 & J_{\nu+2}(\kappa\rho) & 0 & \dots \\ 0 & 0 & J_{\nu+4}(\kappa\rho) & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots \end{pmatrix}; \quad (60)$$

$$N(\kappa\rho) = \begin{pmatrix} N_\nu(\kappa\rho) & 0 & 0 & \dots \\ 0 & N_{\nu+2}(\kappa\rho) & 0 & \dots \\ 0 & 0 & N_{\nu+4}(\kappa\rho) & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots \end{pmatrix} \quad (61)$$

— диагональные матрицы, элементами которых являются функции Бесселя и Неймана, а $A(\rho)$ — амплитудная функция, представляющая собой матрицу-столбец. В формуле (59) обратная матрица $U^{-1}(n; \rho)$ получается из ортогональной матрицы n -го порядка, которая строится по следующей рекуррентной процедуре:

$$U(n; \rho) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & U(n-1; \rho) \end{pmatrix} O^T(n; \rho), \quad (62)$$

где матрица $O^T(n; \rho)$ получается транспонированием следующей матрицы:

$$O(n; \rho) = \begin{pmatrix} c_1 & -s_1 & 0 & \dots & 0 & 0 \\ s_1 c_2 & c_1 c_2 & -s_3 & \dots & 0 & 0 \\ s_1 s_2 c_3 & c_1 s_2 c_3 & c_2 c_3 & \dots & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \dots & \vdots & \vdots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & -s_{n-2} & 0 \\ s_1 s_2 \dots s_{n-2} c_{n-1} & c_1 s_2 \dots s_{n-2} c_{n-1} & c_2 s_3 \dots s_{n-2} c_{n-1} & \dots & c_{n-2} c_{n-1} & -s_{n-1} \\ s_1 s_2 \dots s_{n-2} s_{n-1} & c_1 s_2 \dots s_{n-2} s_{n-1} & c_2 s_3 \dots s_{n-2} s_{n-1} & \dots & c_{n-2} s_{n-1} & c_{n-1} \end{pmatrix} \quad (63)$$

$$c_j \equiv c_j(\rho) = \cos \epsilon_j(\rho); \quad s_j \equiv s_j(\rho) = \sin \epsilon_j(\rho); \quad j = 1, 2, 3 \dots;$$

$T(\rho)$ — диагональная матрица следующего вида:

$$T(\rho) = \begin{pmatrix} \operatorname{tg} \delta_\nu(\rho) & 0 & 0 & \dots \\ 0 & \operatorname{tg} \delta_{\nu+2}(\rho) & 0 & \dots \\ 0 & 0 & \operatorname{tg} \delta_{\nu+4}(\rho) & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots \end{pmatrix}. \quad (64)$$

Введенные в формулах (63) и (64) $\delta_\nu(\rho)$ - и $\epsilon_\nu(\rho)$ -функции будем называть фазовыми функциями и функциями смешивания соответственно.

Наложим следующее условие на производную:

$$\frac{du(\rho; \kappa)}{d\rho} = \left(\frac{dJ(\kappa\rho)}{d\rho} U^{-1}(n; \rho) - \frac{dN(\kappa\rho)}{d\rho} U^{-1}(n; \rho) T(\rho) \right) A(\rho). \quad (65)$$

Это условие эквивалентно следующему:

$$\begin{aligned} & \left[J(\kappa\rho) \frac{dU^{-1}(n; \rho)}{d\rho} - N(\kappa\rho) \frac{dU^{-1}(n; \rho)}{d\rho} T(\rho) - \right. \\ & \left. - N(\kappa\rho) U^{-1}(n; \rho) \frac{dT(\rho)}{d\rho} \right] A(\rho) + [J(\kappa\rho) U^{-1}(n; \rho) - \\ & - N(\kappa\rho) U^{-1}(n; \rho) T(\rho)] \frac{dA(\rho)}{d\rho} = 0. \end{aligned} \quad (66)$$

Подставляя формулу (59) в уравнение (57), учитывая соотношения (65), (66) и выражение для вронскиана функций Бесселя и Неймана, после несложных преобразований получаем

$$\begin{aligned} & \frac{dT(\rho)}{d\rho} + T(\rho) \frac{dU^{-1}(n; \rho)}{d\rho} U^{-1}(n; \rho) - \\ & - \frac{dU(n; \rho)}{d\rho} U^{-1}(n; \rho) T(\rho) = -\frac{\pi}{2} \rho [U(n; \rho) J(\kappa\rho) - \\ & - T(\rho) U(n; \rho) N(\kappa\rho)] W(\rho) [J(\kappa\rho) U^{-1}(n; \rho) - N(\kappa\rho) U^{-1}(n; \rho) T(\rho)]. \end{aligned} \quad (67)$$

Нелинейное матричное дифференциальное уравнение первого порядка (67) позволяет определить фазовые функции $\delta_\nu(\rho)$ и функции смешивания $\epsilon_\nu(\rho)$. Для амплитудной функции $A(\rho)$ получается следующее уравнение:

$$\begin{aligned} \frac{d}{d\rho} (U^{-1}(n; \rho) A(\rho)) = & -\frac{\pi\rho}{2} N(\kappa\rho) W(\rho) [J(\kappa\rho) U^{-1}(n; \rho) - \\ & - N(\kappa\rho) U^{-1}(n; \rho) T(\rho)] A(\rho). \end{aligned} \quad (68)$$

Уравнение (68) может быть формально проинтегрировано в матричном виде

$$\begin{aligned} A(\rho) = & U(n; \rho) \exp \left\{ -\frac{\pi}{2} \int_0^\rho d\rho' \rho' N(\kappa\rho') W(\rho') [J(\kappa\rho') U^{-1}(n; \rho') - \right. \\ & \left. - N(\kappa\rho') U^{-1}(n; \rho') T(\rho')] U(n; \rho') \right\} A_0(\rho), \end{aligned} \quad (69)$$

где $A_0(\rho)$ — амплитудный столбец с элементами $A_{0\nu+2i}$ ($i = 1, 2, 3 \dots$) связан с выбором граничных условий.

Зная решение уравнений (67) и (68) и используя формулу (59) и разложения (55) и (56), можно найти волновую функцию трех или четырех частиц в непрерывном спектре в приближении произвольного числа гармоник, причем найденные функции будут иметь асимптотику при $\rho \rightarrow \infty$, соответствующую шестимерной или девятимерной расходящейся сферической волне, т. е. асимптотику, которая обсуждалась выше.

Сравнение результатов теории с экспериментом. Экспериментальные данные. Экспериментальное исследование реакции (34) было проведено в 1970 г. Сперинде и др. [55]. Использовался пучок π^- -мезонов с энергией 140 МэВ, а π^+ -мезон регистрировался в угловом диапазоне 15—40°. Было измерено дифференциальное сечение реакции как функция кинетической энергии трех нейтронов.

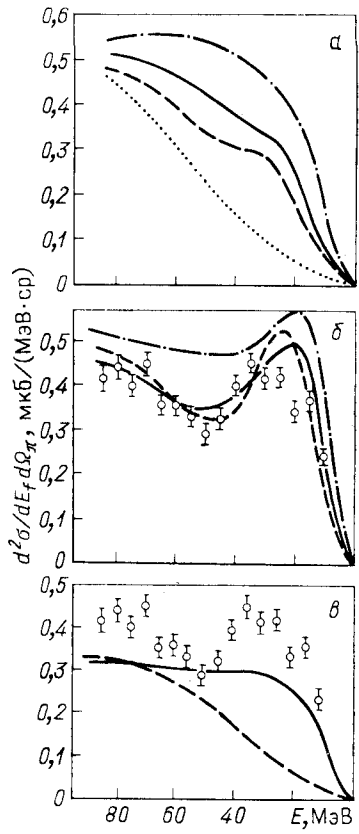
Первые экспериментальные исследования ДП π -мезонов на ядре ${}^4\text{He}$ были проведены в 1964 г. Дависом и др. [56]. Далее дифференциальное сечение процесса (36) было измерено в [57, 58]. В эксперименте [57] анализировался энергетический спектр испущенных π^+ -мезонов при угле вылета $\theta = 20^\circ$ и фиксированной энергии начального пучка 140 МэВ. В эксперименте, проведенном в ЦЕРНе [58], измерялось $d^2\sigma/dE_f d\Omega_\pi$ в зависимости от начальной энергии π^- -мезонов, которая изменялась в интервале 210—270 МэВ. Соответствующие кинематические параметры были следующие: $\theta = 0^\circ$, $T_f = 176$ МэВ. С целью обнаружения тетранейтрона в [118] было измерено дифференциальное сечение реакции ДП π^- -мезонов на ядре ${}^4\text{He}$ при $T_{\pi^-} = 165$ МэВ и угле вылета π^+ -мезонов $\theta = 0^\circ$. Здесь исследовалась зависимость дифференциального сечения от импульса π^+ -мезона. Недавно были измерены дифференциальные сечения реакции (37) как функция кинетической энергии четырех протонов [59]. По полученному спектру были определены полные сечения ДП при энергиях 140, 200 и 295 МэВ. Реакция (37) исследовалась также в [60—64]. В этих экспериментах измерялось полное сечение процесса. Ввиду того, что в реакции ДП (37) все вторичные частицы заряжены, их можно легко детектировать в камерных экспериментах и тем самым возможен полный кинематический анализ эксперимента. В [60, 63, 64] измерения были проведены с использованием пузырьковой камеры, а в [61, 62] — стримерной. В табл. 1 приведены полные

Таблица 1. Полные сечения реакции $\pi^+ + {}^4\text{He} \rightarrow \pi^- + 4p$

| Кинетическая энергия π^+ -мезона, МэВ | Импульс π^+ -мезона, МэВ/с | Сечение реакции, мб | Литература |
|---|--------------------------------|---------------------|------------|
| 98 | 192 | $0,30 \pm 0,10$ | [62] |
| 100 | 195 | $0,30 \pm 0,15$ | [61] |
| 135 | 236 | $0,29 \pm 0,11$ | [62] |
| 140 | 242 | $0,0899 \pm 0,0147$ | [59] |
| 145 | 248 | $0,34 \pm 0,17$ | [62] |
| 156 | 260 | $0,13 \pm 0,07$ | [62] |
| 200 | 310 | $0,398 \pm 0,0626$ | [59] |
| 295 | 412 | $1,2874 \pm 0,1583$ | [59] |
| 486 | 610 | $1,20 \pm 0,21$ | [60] |
| 1327 | 1460 | $0,41 \pm 0,14$ | [63] |
| 1576 | 1710 | $0,25 \pm 0,05$ | [64] |
| 1586 | 1720 | $0,24 \pm 0,08$ | [63] |
| 1725 | 1860 | $0,14 \pm 0,07$ | [63] |

Рис. 3. Зависимость дифференциального сечения реакции ${}^3\text{He} (\pi^-, \pi^+) {}^3\text{H}$ от кинетической энергии нейтронов:

a — расчет в предположении двухступенчатого механизма в плосковолновом приближении для потенциалов: *S1* (сплошная кривая), *V* (пунктирная) и *EH* (штрихпунктирная). Точечная кривая из [33] соответствует четырехчастичному фазовому объему; *b* — расчет в предположении двухступенчатого механизма с учетом ВКС между тремя нейтронами. Обозначения те же, что и на рис. 3, *a*; *в* — расчет в предположении механизма мезонных токов в плосковолновом приближении (пунктирная кривая) и с учетом ВКС (сплошная кривая) для потенциала *S1*. Экспериментальные данные — из [55]



сечения реакции (37). Совокупность этих экспериментальных данных показывает зависимость полного сечения ДП π^+ -мезонов на ядре ${}^4\text{He}$ от энергии (импульса) пионов. Из анализа этой таблицы вытекает необходимость дальнейшего экспериментального исследования с целью правильной идентификации механизмов реакции при разных энергиях.

Дифференциальные сечения ДП. При расчете дифференциальных сечений реакций ДП (34) — (37) волновые функции начального и конечного ядерных состояний находились с использованием одних и тех же *NN*-потенциалов. Тем самым обеспечивалась ортогональность начального и конечного ядерных состояний. Ниже исследуется роль взаимодействия нуклонов в непрерывном спектре, образовавшихся в результате реакций ДП (34) — (37). Для того чтобы выяснить, обладает ли заключение о важности ВКС достаточной общностью или относится только к выбранному варианту *NN*-сил, в [31, 32, 37, 38] использовались различные *NN*-потенциалы. Были проведены расчеты дифференциальных сечений с использованием *NN*-потенциалов Волкэва (*V*) [65], Бейкера (*B*) [66], Эйкенмеера и Хакенбройха (*EH*) [67], *GPT* [68], Афнана — Танга (*S1*) [69] и потенциальной ямы (*SW*) [70].

Перейдем к обсуждению результатов расчета дифференциальных сечений для процессов (34) — (37). Рассмотрим сначала вопрос о критичности сечения процесса к волновой функции начального состояния. На рис. 3, *a* представлены результаты расчетов дифференциального сечения реакции ДП (34) в кинематических условиях эксперимента [55]. Расчет проведен в предположении двухступенчатого механизма реакции без учета ВКС между тремя нейтронами (плоско-

волновое приближение). Сравнение этих кривых свидетельствует о сильной чувствительности сечения реакции к виду волновой функции начального состояния. Проведенное в [31] исследование сходимости сечения по гипермоменту показало, что вклад гармоник $K = 6$ в сечение процесса пренебрежимо мал. Кроме того, вклад S' -состояния в сечение процесса (34) незначителен и ограничение $K = K = 0, 2, 4, 6$ гармониками в разложении волновой функции начального состояния приводит к удовлетворительной сходимости сечения. При этом основной вклад (не менее 80%) в рассматриваемое сечение дает учет гармоник $K = 0$ в волновой функции начального состояния.

На рис. 3, б результаты расчетов сечения ДП π^- -мезонов с учетом ВКС для потенциалов $S1$, V и EH сравниваются с экспериментальными данными [55]. Результаты расчетов показывают сильную чувствительность сечения к виду NN -потенциала. ВКС качественно меняет результаты расчетов, полученных в плосковолновом приближении (ср. с рис. 3, а). В области малых энергий, переданных трехнейтронной системе, взаимодействие между тремя нейтронами приводит к сильному возрастанию сечения по сравнению с расчетом в плосковолновом приближении, причем это наблюдается для всех рассматриваемых потенциалов. Таким образом, предположение о двухступенчатом механизме и микроскопическое описание начального и конечного ядерных состояний удовлетворительно передает ход сечения в зависимости от энергии. Тем самым резонансная форма дифференциального сечения, наблюдаемая на эксперименте, передается с учетом взаимодействия в конечном состоянии и поэтому вряд ли свидетельствует об образовании резонансного состояния трех нейтронов.

На рис. 3, в приведены результаты расчетов сечения ДП (34) в предположении механизма Гермонда и Вилкина [27] в плосковолновом приближении и с учетом ВКС. Расчеты проведены для потенциала $S1$. Как видно в рассматриваемой области энергии, вклад механизма [27] существенно меньше, чем двухступенчатого механизма. Это заключение остается в силе и после учета ВКС. Последний факт можно интерпретировать как указание о преобладающей роли в рассматриваемой области энергий двухступенчатого механизма реакции ДП.

Перейдем теперь к рассмотрению реакций (36) и (37). На рис. 4, а приведены результаты расчетов дифференциального сечения процесса (36) в кинематических условиях эксперимента [58]. Как видно, и в этом случае ВКС между четырьмя нейтронами качественно изменяет результаты расчетов в плосковолновом приближении. Интересно отметить, что если для потенциалов [66, 70] наблюдается заметная близость сечения к экспериментальным точкам уже в плосковолновом приближении, то учет ВКС приводит к противоположному результату. Этот факт еще раз свидетельствует, насколько ненадежны заключения о сечении ДП, полученные в плосковолновом приближении.

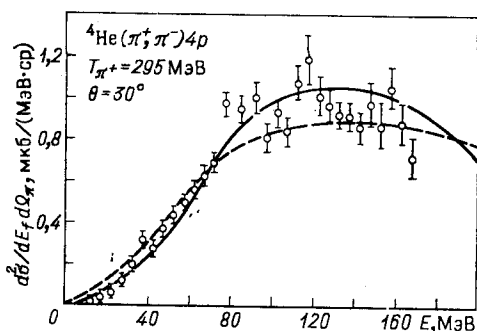
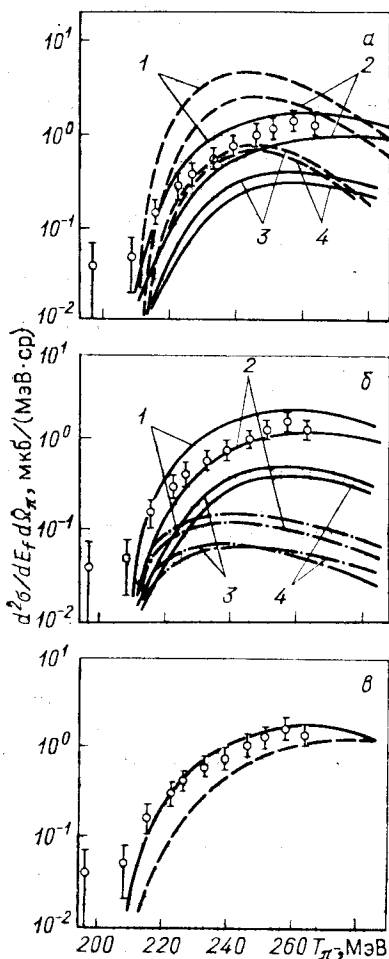


Рис. 5. Зависимость дифференциального сечения реакции ${}^4\text{He}(\pi^+, \pi^-)4p$ от кинетической энергии четырех протонов:

сплошная кривая — расчет для потенциала $S1$ в предположении двухступенчатого механизма, пунктир — механизма мезонных токов. Экспериментальные данные — из [59]

Рис. 4. Зависимость дифференциального сечения реакции ${}^4\text{He}(\pi^-, \pi^+)4n$ от кинетической энергии π^- -мезона:

a — результаты расчетов в предположении двухступенчатого механизма в плосковолновом приближении (пунктирные кривые) и с учетом ВКС между четырьмя нейтронами в состоянии $L = 0$ (сплошные кривые). Кривые: 1 — расчет для потенциала GPT ; 2 — для потенциала V ; 3 — для потенциала SW ; 4 — для потенциала B ; b — результаты расчетов в предположении двухступенчатого механизма с учетом ВКС в состоянии с $L = 2$ (штрихпунктирные кривые) и в состоянии с $L = 0$ и $L = 2$ одновременно (сплошные кривые). Остальные обозначения те же, что и на рис. 4, a ; $в$ — дифференциальное сечение, рассчитанное для потенциала $S1$ в предположении двухступенчатого механизма (сплошная кривая) и механизма мезонных токов (пунктир). Экспериментальные данные — из [58]

Выше предполагалось, что четыре нуклона в непрерывном спектре находятся в состоянии с полным орбитальным моментом $L = 0$. Рассмотрим теперь, каков вклад в сечение состояния с $L = 2$? На рис. 4, $б$ штрихпунктирными кривыми показаны результаты расчетов дифференциального сечения процесса (36) для различных NN -потенциалов, когда система в конечном состоянии находится в состоянии с $L = 2$. Как видно, в этом случае ВКС сильно подавляет сечение. Результаты расчетов с учетом $L = 0$ и $L = 2$ в области энергий π -мезонов 220—260 МэВ отличаются почти на порядок. Из этих расчетов можно сделать вывод, что в реакции ${}^4\text{He}(\pi^-, \pi^+)4n$ четыре нуклона образуются в основном в состоянии с полным орбитальным моментом $L = 0$. На этих же рисунках сплошными кривыми показаны ре-

зультаты расчетов дифференциального сечения, когда в разложении волновой функции конечного состояния учитываются члены с $L = 0$ и $L = 2$. Как видно, учет состояния с $L = 2$ приводит к увеличению сечения для всех видов NN -потенциалов. На рис. 4, в и 5 представлены результаты расчетов дифференциального сечения реакций ДП (36) и (37) при кинематических условиях экспериментов [58, 59]. Расчеты выполнены в предположении двухступенчатого механизма и механизма мезонных токов с учетом ВКС. Из рис. 4, в и 5 видно, что с ростом энергии π -мезонов роль механизма мезонных токов возрастает, однако больший вклад в сечение дает двухступенчатый механизм.

Суммируя результаты расчетов дифференциального сечения ДП на ядре ${}^4\text{He}$, можно заключить, что теоретические кривые без учета ВКС далеки от экспериментальных данных и в большинстве случаев даже качественно не передают поведение сечения. Включение взаимодействия одновременно между всеми нуклонами в конечном состоянии изменяет плоскотоволновые расчеты как качественно, так и количественно и приводит к новым результатам, которые правильно передают ход экспериментальной кривой сечения и это достигается фактически для всех видов используемых NN -потенциалов. Однако результаты для разных потенциалов количественно отличаются. Вклад эффекта ВКС существенно зависит от энергии, переданной четырехнуклонной системе в процессе ДП. Хотя член с $L = 0$ в волновой функции конечного состояния является преобладающим, для лучшего согласия с экспериментом необходимо включение члена с $L = 2$.

Полное сечение. Проинтегрировав дифференциальное сечение по dE_f и $d\Omega_\pi$, получим полное сечение процесса ДП. Проведенные в [37, 38] расчеты полного сечения ДП π^+ -мезонов на ядре ${}^4\text{He}$ в плоскотоволновом приближении и с учетом ВКС показали, что ВКС приводит к сильному изменению полного сечения. При этом наблюдается удовлетворительное согласие с экспериментальными данными [60—62]. Интересно отметить, что полученные недавно экспериментальные данные [59] находятся в хорошем согласии с теоретическими предсказаниями [37, 38].

На рис. 6 представлены результаты расчетов полного сечения ДП в предположении двухступенчатого механизма и механизма мезонных токов, выполненные разными авторами. В расчетах [35 и 36], выполненных в предположении двухступенчатого механизма, используются различные параметризации амплитуды πN -рассеяния, и эти амплитуды имеют различные внеэнергетические продолжения. Сильное отличие между этими расчетами указывает на крайнюю чувствительность реакции ДП к внеэнергетическим эффектам при промежуточных энергиях. В то же время сравнение результатов расчетов [36 и 32], выполненных с использованием одной и той же амплитуды πN -рассеяния, показывает сильную чувствительность к виду волновой функции начального состояния и эффекту ВКС. Из результатов,

представленных на рис. 6, можно заключить, что при энергиях π -мезонов $T_\pi < 300$ МэВ преобладающую роль играет двухступенчатый механизм, а амплитуда элементарного акта ДП, полученная в [36], может успешно применяться в исследовании реакции ДП π -мезонов при средних энергиях. Начиная с энергии $T_\pi > 250$ МэВ, роль механизма мезонных токов возрастает и при больших энергиях этот механизм является определяющим.

На рис. 7 представлены результаты расчетов полного сечения процесса (37) в предположении механизма мезонных токов. Кривые 1 и 2 получены в [71] с использованием модели Вайнберга [28] для

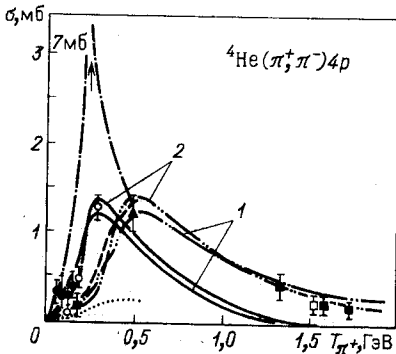


Рис. 6. Полное сечение процесса ${}^4\text{He}(\pi^+, \pi^-)4p$:

штрихпунктир — результаты расчетов [35]; точечная кривая — [36]; пунктир — [27]; кривые 1 и 2 — [32]; сплошные кривые — двухступенчатый механизм; двойной штрихпунктир — механизм мезонных токов. Экспериментальные данные: ● — [61, 62]; ▲ — [60]; □ — [64]; ■ — [63]; ○ — [59]. Рисунок взят из [32]

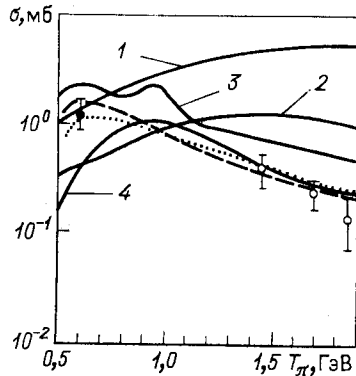


Рис. 7. Полное сечение процесса ${}^4\text{He}(\pi^+, \pi^-)4p$:

точечная кривая — расчет для потенциалов GPT; пунктир — для потенциала S1. Экспериментальные данные: ● — из [60], ○ — из [63]. Остальные кривые пояснены в тексте

л-рассеяния и модифицированной модели Венециано [29] соответственно. Кривая 3 рассчитана в предположении, что происходит процесс $\pi^+n \rightarrow \pi^+\pi^+p$ и внеэнергетический π^+ -мезон поглощается вторым нейтроном (диаграмма рис. 2, б). В [64] была предложена другая модель реакции ДП (37) при высоких энергиях: на первом этапе происходит рождение одного мезона $\pi^+n \rightarrow \pi^+\pi^+p$, который на втором этапе поглощается $n - p$ -парой (π^+ -мезон на массовой поверхности не может поглотиться кинематически одним нуклоном). Соответствующая этому механизму оценка представлена кривой 4. Результаты, приведенные на рис. 7, свидетельствуют о том, что процесс сильно чувствителен к константе лл-взаимодействия и внеэнергетическому продолжению лл-амплитуды. Кроме того, корректное рассмотрение начального и конечного ядерных состояний оказывается важным даже при энергиях пионов около 1 ГэВ. Несмотря на то что оценочная кривая 4 хорошо описывает экспериментальные дан-

ные, при микроскопическом описании процесса в рамках описанного механизма этот результат может сильно измениться.

Таким образом, в области средних энергий основной вклад в сечение реакций (34)—(37) дает двухступенчатый механизм. При больших энергиях π -мезонов механизм мезонных токов становится определяющим. Эффект ВКС в рассматриваемых реакциях является решающим. ВКС изменяет сечения реакций не только количественно, но и качественно. Лишь после учета ВКС в сечении реакции (34) появляется максимум при малых энергиях и кривая сечения принимает резонансную форму. При этом такой качественный результат получается для всех рассмотренных потенциалов. Только после учета ВКС достигается согласованное описание дифференциальных и полных сечений по реакции ДП на ядре ${}^4\text{He}$. Сечение реакций ДП π -мезонов на ядрах ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ заметно критично к виду NV -потенциала. Этот факт усиливает интерес к дальнейшим экспериментальным исследованиям реакций ДП, в особенности на малочастичных системах.

Интересно отметить, что сечение ДП π -мезонов на ядре ${}^4\text{He}$ можно вычислить, исходя из сечения кросс-симметричной реакции испускания двух π -мезонов при аннигиляции антипротонов в ${}^4\text{He}$ [72]. Поэтому сравнительное изучение обеих реакций, с одной стороны, приведет к более глубокому пониманию механизмов реакции ДП при разных энергиях, а с другой — позволит выявить важность вклада различных диаграмм в сечение двухпионной аннигиляции антипротонов в ${}^4\text{He}$.

3. АНАЛОГОВЫЕ И НЕАНАЛОГОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В РЕАКЦИИ ДВОЙНОЙ ПЕРЕЗАРЯДКИ

Экспериментальные исследования реакций ДП начались с середины 60-х годов. Однако до 1976 г. не наблюдались ни аналоговые переходы ($\Delta T = 0$), ни переходы в основное состояние ($\Delta T \geq 0$) при реакции ДП. Лишь ввод в действие мезонных фабрик и достижение высокой интенсивности и хорошего качества пионных пучков позволили проводить подобные исследования. Первые измерения ДП пионов на ядрах с использованием пучков мезонных фабрик были проведены на низкоэнергетическом пионном канале LEP в LAMPF. Далее детальные исследования по ДП на этой мезонной фабрике уже проводили высокоэнергетическими пионами, используя спектрометр EPICS. Сечения ДП на мезонной фабрике SIN измерялись с 1977 г. на спектрометре SUSY. В экспериментах, проводимых на мезонных фабриках, изучались реакции ДП, в которых результирующее ядро имеет тот же атомный номер, что и ядро-мишень. В этих экспериментах детектировались конечные пионы и были измерены следующие характеристики: 1) массы ядер, образовавшихся в результате реакции ДП; 2) функции возбуждения; 3) угловые распре-

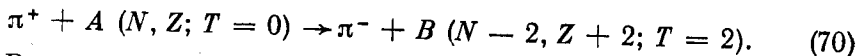
деления; 4) A -зависимость сечений ДП. Перейдем к обсуждению результатов измерений и их теоретическому объяснению.

Измерение масс. Реакции ДП (π^- , π^+) и (π^+ , π^-) позволяют получить ядра-изобары. Изобары можно получить и в реакциях с нуклонами. Однако изотопический спектр в реакциях с пионами намного богаче, чем изотопический спектр, получаемый в реакциях с частицами с изоспином $1/2$. Так, например, реакция ДП (π^+ , π^-) позволяет получить изотопический спектр для изобарного квинтета.

Впервые измерение массы результирующего ядра в реакции ДП было проведено группой EP1 [73] * при исследовании реакции $^{18}\text{O} (\pi^-, \pi^+) ^{18}\text{C}$ на спектрометре EPICS. Этой же группой [74] была изучена реакция $^{26}\text{Mg} (\pi^-, \pi^+) ^{26}\text{Ne}$ для наблюдения ядра ^{26}Ne и измерения его массы. Реакции (π^-, π^+) и (π^+, π^-) использовались для измерения масс ядер ^7H , ^9He , ^{14}B , ^{18}C , ^{26}Ne , ^{48}Ag и ^{58}Zn в [6, 73—75, 119].

Реакция ДП (π^+ , π^-) на ядрах ^{12}C , ^{16}O , ^{24}Mg и ^{32}S использовалась группой EP2 [76] для определения масс ядер ^{12}O , ^{16}Ne , ^{24}Si и ^{32}Ar . Измерялось дифференциальное сечение при $T_{\pi^+} = 180$ МэВ и угле вылета пионов $\theta = 5^\circ$. Получаемые в результате реакции ядра являются компонентами четырех изобарических квинтетов с $T_z = -2$. Измерение масс этих изобар позволило заполнить изобарические квинтеты для ядер с $A = 12, 16, 24$ и 32 . Наблюдалось хорошее согласие с предсказанием теоретической формулы для масс изобарических мультиплетов и показано, что в этой формуле для ядер с $A = 12, 16, 24, 32$ можно ограничиться членами, квадратичными по T_z .

Функции возбуждения. Систематику реакций ДП пионов будем проводить, исходя из того, приводит ли данный процесс к ДИАС или к неаналоговому состоянию. Рассмотрим сначала эксперименты по ДП π^+ -мезонов на ядрах с $T = 0$, приводящие к неаналоговым переходам. Все данные получены для реакций, в которых в конечном состоянии образуется ядро с $T = 2$, т. е. рассматриваются реакции



Впервые дифференциальные сечения на ядрах с $T = 0$ были измерены в канале LEP на LAMPF [77, 78]. Изучалось дифференциальное сечение вперед при $T_{\pi^+} = 145$ МэВ. Хотя энергетическое разрешение установки составляло 4 МэВ, специальной геометрией, измеряя сечение при $\theta = 0^\circ$, удалось выделить каналы реакции с переходом конечного ядра в основное состояние. Были измерены сечения ДП на ядрах ^{12}C , ^{16}O , ^{24}Mg и ^{28}Si , для которых получили соответственно следующие результаты: $d\sigma/d\Omega (\theta = 0^\circ) = 0,65 \pm 0,20$; $0,87 \pm 0,21$; $0,67 \pm 0,20$; $0,35 \pm 0,10$ мкб/ср **. Систематическое

* Ниже будем обозначать EP1 группу К. К. Seth [73], которая первой начала исследование ДП на спектрометре EPICS, а EP2 [76] — вторая группа, изучающая ДП с этим же спектрометром.

** Данные взяты из [6].

изучение реакции ДП на ядрах с $T = 0^{12}\text{C}, ^{16}\text{O}, ^{24}\text{Mg}, ^{28}\text{Si}, ^{32}\text{S}$ и ^{40}Ca было проведено на спектрометре EPICS группой EP2 [79—83]. Функции возбуждения для этих ядер были измерены при угле $\theta = 5^\circ$ в области энергий 90—300 МэВ. Регистрация вылетающих пионов осуществлялась с помощью специальной системы, составленной из магнитного спектрометра, многонитяных дрейфовых камер, считывание информации с которых проводилось при использовании линий задержки и черенковских счетчиков. Функции возбуждения для всех

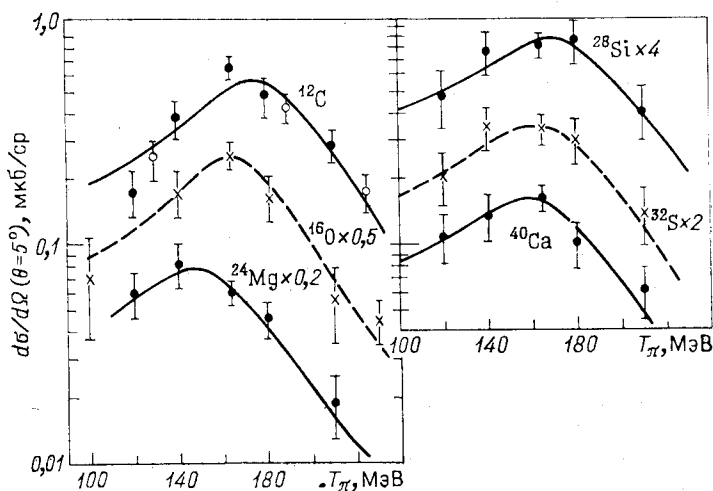


Рис. 8. Дифференциальные сечения реакции (π^+ , π^-) для неаналоговых переходов на различных ядрах:

экспериментальные данные: ● и × — из [83], ○ — из [6], данные для ядра ^{16}O — из [89]. Данные фитированы по формуле Брейта — Вигнера. Рисунок взят из [83].

рассматриваемых ядер имеют хорошо выраженный максимум в энергетическом интервале 150—170 МэВ. С ростом энергии пионов сечение ДП для неаналоговых переходов уменьшается.

Исследование ДИАС в реакциях ДП было проведено при изучении процессов $^{14}\text{C}(\pi^+, \pi^-)^{14}\text{O}$, $^{18}\text{O}(\pi^+, \pi^-)^{18}\text{Ne}$, $^{26}\text{Mg}(\pi^+, \pi^-)^{26}\text{Si}$, $^{42}\text{Ca}(\pi^+, \pi^-)^{42}\text{Ti}$, $^{56}\text{Fe}(\pi^+, \pi^-)^{56}\text{Ni}$, $^{209}\text{Bi}(\pi^+, \pi^-)^{209}\text{At}$. Реакция $^{18}\text{O}(\pi^+, \pi^-)^{18}\text{Ne}$ (ДИАС) изучалась в нескольких работах [76, 79, 84, 85]. Впервые дифференциальное сечение для этой реакции было измерено в [84] при $\theta = 0^\circ$ и энергиях пионов 95, 126 и 139 МэВ. Полученные данные свидетельствовали о постоянстве функции возбуждения при рассеянии вперед. В дальнейшем дифференциальное сечение при $\theta = 18^\circ$ и $T_{\pi^+} = 148$ и 187 МэВ было измерено на мезонной фабрике SIN [85]. Энергетическое разрешение установки 1 МэВ позволило выделить переходы в ДИАС. Угол 18° был выбран как наименьший для данного спектрометра.

Систематическое измерение функций возбуждения для переходов в ДИАС было проведено группой EP2 при исследовании реакций

$^{18}\text{O} (\pi^+, \pi^-)^{18}\text{Ne}$, $^{26}\text{Mg} (\pi^+, \pi^-)^{26}\text{Si}$ [79], $^{56}\text{Fe} (\pi^+, \pi^-)^{56}\text{Ni}$ [82] и $^{209}\text{Bi} (\pi^+, \pi^-)^{209}\text{At}$ [86]. Исследования показали, что дифференциальное сечение реакции $^{18}\text{O} (\pi^+, \pi^-)^{18}\text{Ne}$ при переходе ДИАС при $\theta = 5^\circ$ в области энергий 80—292 МэВ имеет осциллирующую форму с максимумом при 120 МэВ и минимумом при 160 МэВ. Аналогичную тенденцию имеют дифференциальные сечения для реакций $^{26}\text{Mg} (\pi^+, \pi^-)^{26}\text{Si}$ и $^{56}\text{Fe} (\pi^+, \pi^-)^{56}\text{Ni}$ при переходах в ДИАС. В области энергии $T_{\pi^+} > 160$ МэВ функции возбуждения возрастают. В недавно проведенных экспериментальных исследованиях реакции $^{42}\text{Ca} (\pi^+, \pi^-)^{42}\text{Ti}$ (ДИАС) при $\theta = 5^\circ$ и энергиях пионов 130, 163, 180, 235, 295 МэВ [87] в функции возбуждения был обнаружен минимум в области Δ_{33} -резонанса. При больших энергиях функция возбуждения возрастает.

Отличаются ли функции возбуждения для переходов в ДИАС и неаналоговые состояния? Во всех теоретических моделях считалось, что переходы в аналоговые состояния являются наиболее доминирующими. Последнее связывалось с тем фактом, что перекрытие волновых функций для изобар-аналогового триплета наиболее велико. Однако полученные на сегодняшний день экспериментальные факты противоречат такому положению. Как впервые было показано в [77], отношение сечений реакции $^{18}\text{O} (\pi^+, \pi^-)^{18}\text{Ne}$ (ДИАС) к сечению реакции $^{18}\text{O} (\pi^+, \pi^-)^{16}\text{Ne}$ при 140 МэВ равно примерно двум. Измерения, выполненные группой EP2 [79], показали, что отношение $\frac{d\sigma}{d\Omega} (^{18}\text{O}) / \frac{d\sigma}{d\Omega} (^{16}\text{O})$ зависит от энергии π^+ -мезонов. Если при $T_{\pi^+} = 120$ МэВ $\frac{d\sigma}{d\Omega} (^{18}\text{O})$ имеет максимум, то $\frac{d\sigma}{d\Omega} (^{16}\text{O})$ имеет максимум при 160 МэВ, где сечение $\frac{d\sigma}{d\Omega} (^{18}\text{O})$ имеет минимум. Это отношение равно 3/1 при 160 МэВ и $\approx 20/1$ при 292 МэВ. Аналогичная ситуация наблюдается и для отношения $\frac{d\sigma}{d\Omega} (^{26}\text{Mg}) / \frac{d\sigma}{d\Omega} (^{24}\text{Mg})$. Это отношение порядка 1 при 140 МэВ и $\approx 70/1$ при 292 МэВ. Выше сравнивались аналоговые и неаналоговые переходы для функции возбуждения при различных входных каналах, т. е. для ядер-мишеней с разным A . В [82] рассмотрена энергетическая зависимость сечений для переходов в ДИАС и неаналоговые состояния при ДП на одном и том же ядре-мишени в реакции $^{56}\text{Fe} (\pi^+, \pi^-)^{56}\text{Ni}$. Эта реакция имеет два различных выходных канала с переходами в ДИАС и не ДИАС. Основное состояние ядра ^{56}Ni не есть ДИАС ядра ^{56}Fe . ДИАС является возбужденным состоянием ядра ^{56}Ni с $E_{ex} = 9,6$ МэВ. Измерения показали, что функция возбуждения для перехода в ДИАС с ростом энергии пионов возрастает, а для неаналогового перехода убывает. В табл. 2 приведены реакции по ДП пионов, при изучении которых были измерены функции возбуждения для аналоговых и неаналоговых переходов.

Таким образом, подытоживая имеющиеся экспериментальные данные, можно получить ответ на поставленный выше вопрос. Се-

Таблица 2. Экспериментальные исследования аналоговых и неаналоговых переходов в реакции ДП

| Реакция | Функция возбуждения | | Угловое распределение | | Литература |
|---|---------------------------|---------------------------------|------------------------------|--------------------------------|------------|
| | Угол фиксации пиона, град | Интервал изменения энергии, МэВ | Начальная энергия пиона, МэВ | Интервал изменения углов, град | |
| ${}^9\text{Be}(\pi^+, \pi^-) {}^9\text{C}$ | 5 | 140—290 | 164 | 5—35 | [6] |
| | 5 | 180 | — | — | [79] |
| ${}^{12}\text{C}(\pi^+, \pi^-) {}^{12}\text{O}$ | 5 | 140—290 | 220 | 5—30 | [6] |
| | 5 | 180 | — | — | [79] |
| | 5 | 120—210 | 164 | 5—35 | [83] |
| ${}^{12}\text{C}(\pi^-, \pi^+) {}^{12}\text{B}$ | — | — | 220 | 5—30 | [6, 74] |
| ${}^{13}\text{C}(\pi^+, \pi^-) {}^{13}\text{O}$ | 5 | 180 | — | — | [79] |
| | 5 | 120—292 | 164, 292 | 0—50 | [120] |
| ${}^{14}\text{C}(\pi^+, \pi^-) {}^{14}\text{O}$ | — | — | 50 | 50—120 | [90] |
| | 5 | 120—292 | 164, 292 | 0—50 | [121] |
| ${}^{14}\text{C}(\pi^-, \pi^+) {}^{14}\text{B}$ | 5 | 164 | — | — | [119] |
| ${}^{16}\text{O}(\pi^+, \pi^-) {}^{16}\text{Ne}$ | 0 | 145 | — | — | [77] |
| | 5 | 100—292 | — | — | [79] |
| | — | — | 164 | 0—50 | [89] |
| ${}^{18}\text{O}(\pi^+, \pi^-) {}^{18}\text{Ne}$ | 18 | 148, 187 | — | — | [85] |
| | 0 | 139 | — | — | [84] |
| | 0 | 95—139 | — | — | [78] |
| | — | — | 164 | 13—45 | [75, 88] |
| | 5 | 80—292 | 164, 292 | 5—33 | [79] |
| ${}^{18}\text{O}(\pi^-, \pi^+) {}^{18}\text{C}$ | 5 | 140—240 | 164 | 5—45 | [121] |
| ${}^{24}\text{Mg}(\pi^+, \pi^-) {}^{24}\text{Si}$ | 5 | 140—292 | — | — | [79] |
| | 5 | 120—210 | — | — | [83] |
| | 0 | 145 | — | — | [77] |
| ${}^{26}\text{Mg}(\pi^+, \pi^-) {}^{26}\text{Si}$ | 5 | 120—310 | 292 | 5—33 | [79] |
| | 5 | 120—180 | 164 | 0—50 | [121] |
| ${}^{26}\text{Mg}(\pi^-, \pi^+) {}^{26}\text{Ne}$ | 5 | 162 | — | — | [74] |
| ${}^{32}\text{S}(\pi^+, \pi^-) {}^{32}\text{Ar}$ | 5 | 180 | — | — | [79] |
| | 5 | 120—210 | — | — | [83] |
| ${}^{40}\text{Ca}(\pi^+, \pi^-) {}^{40}\text{Ti}$ | 5 | 120—210 | 164 | 5—35 | [83] |
| ${}^{42}\text{Ca}(\pi^+, \pi^-) {}^{42}\text{Ti}$ | 5 | 130—292 | 180 | 5—15 | [87] |
| ${}^{56}\text{Fe}(\pi^+, \pi^-) {}^{56}\text{Ni}$ | 5 | 140—290 | — | — | [82] |
| ${}^{209}\text{Bi}(\pi^+, \pi^-) {}^{209}\text{At}$ | 5 | 292 | — | — | [86] |

чение ДП с переходом в ДИАС возрастает с увеличением энергии пионов и доминирует при высоких энергиях. Отношение этих сечений для разных ядер слабо меняется с увеличением энергии л-мезонов. Сечение ДП для переходов в неаналоговые состояния сравнимо с сечением для переходов в ДИАС в области энергий 140—160 МэВ, а при дальнейшем увеличении энергии пионов сильно уменьшается. Отношение функций возбуждения для неаналоговых переходов в реакциях ДП на разных ядрах-мишенях остается постоянным с ростом энергии пионов.

Угловые распределения. В различных теоретических работах предполагалось, что измерение угловых распределений послужит

хорошим критическим тестом для теории реакции ДП. Впервые угловое распределение π -мезонов было измерено группой EP1 [88] в LAMPF при исследовании реакции $^{18}\text{O}(\pi^+, \pi^-)^{18}\text{Ne}$. Измерения были проведены при энергии π^+ -мезонов 164 МэВ в угловом диапазоне $13\text{--}45^\circ$ с образованием ДИАС (основное состояние 0^+ , ^{18}Ne) и первого возбужденного состояния $^{18}\text{Ne}(2^+, 1,89 \text{ МэВ})$. Данный эксперимент показал, что сечения переходов в аналоговые и неаналоговые состояния примерно сравнимы, однако дифференциальное сечение для перехода в ДИАС имеет дифракционный характер с местоположением минимума при $\theta \approx 20^\circ$. Для перехода в первое возбужденное состояние 2^+ угловое распределение имеет куполообразную форму, характерную для $L = 2$ переходов в поверхностных прямых реакциях. В дальнейшем угловые распределения для реакции $^{18}\text{O}(\pi^+, \pi^-)^{18}\text{Ne}$ были измерены группой EP2 [79] в угловом диапазоне $5\text{--}33^\circ$ и при энергиях 164 и 292 МэВ. Данные при 164 МэВ хорошо согласуются с данными группы EP1 [88]: сечение при $\theta = 5^\circ$ порядка 1 мб/ср, обнаруживает минимум 40 нб/ср при $\theta = 20^\circ$ и в дальнейшем возрастает до 250 нб/ср при $\theta = 33^\circ$. Дифференциальное сечение при 292 МэВ для перехода в ДИАС также имеет дифракционный характер с небольшим сдвигом минимума в область больших углов.

Новые данные [121] по угловым распределениям отрицательных пионов в реакции ДП π^+ -мезонов на ядрах ^{14}C и ^{26}Mg для дубль-изобар-аналоговых переходов (ДИАП) при $T_{\pi^+} = 164$ и 292 МэВ в угловом диапазоне $0\text{--}50^\circ$ также свидетельствуют о том, что последние имеют дифракционную структуру, причем при 164 МэВ минимум в угловом распределении появляется при $\theta \simeq 20^\circ$, а при 292 МэВ — при $\theta \simeq 26^\circ$, что находится в хорошем согласии с данными [79] для ДИАП в реакции $^{18}\text{O}(\pi^+, \pi^-)^{18}\text{Ne}$. Интересно отметить, что отношение угловых распределений $\frac{d\sigma}{d\Omega}(^{18}\text{O})/\frac{d\sigma}{d\Omega}(^{26}\text{Mg})$ для переходов в ДИАС примерно постоянно в угловом диапазоне $5\text{--}33^\circ$.

Угловые распределения пионов в реакции ДП на ядрах с $T = 0$, приводящие к неаналоговым переходам, были измерены группой EP2 [83, 89]. В [89] было обнаружено, что угловое распределение пионов в реакции $^{18}\text{O}(\pi^+, \pi^-)^{18}\text{Ne}$ имеет дифракционный характер с положением минимума при $\theta \approx 30^\circ$. Исследование углового распределения π^+ -мезонов в реакции $^{18}\text{O}(\pi^-, \pi^+)^{18}\text{C}$ [122] выявило минимум тоже при $\theta \approx 30^\circ$, причем оно оказалось более подобно угловому распределению π^- -мезонов в неаналоговой ДП $^{16}\text{O}(\pi^+, \pi^-)^{16}\text{Ne}$, чем угловому распределению отрицательных пионов в реакции $^{18}\text{O}(\pi^+, \pi^-)^{18}\text{Ne}$ (ДИАС). Измерение угловых распределений для ядер ^{12}C и ^{40}Ca [83] также выявило их дифракционный характер, однако с другим местоположением минимума. В табл. 2 приведены реакции по ДП пионов, при изучении которых были измерены угловые распределения для аналоговых и неаналоговых переходов.

Таким образом, экспериментальные исследования угловых рас-

пределений показали, что в реакциях ДП на ядрах с $T = 0$ (неаналоговые переходы) и с $T \geq 1$ (ДИАП) угловые распределения имеют дифракционную природу и сравнимы. Это наводит на мысль, что при теоретическом описании реакции ДП на ядрах с $T = 1$ необходимо учитывать двойную неаналоговую перезарядку на ядерном остове с изоспином $T = 0$.

А-зависимость сечений ДП. Сечение ДП мезонов во всех теоретических моделях пропорционально избытку нейтронных или протонных пар. Однако возрастание сечения ДП с ростом избыточных

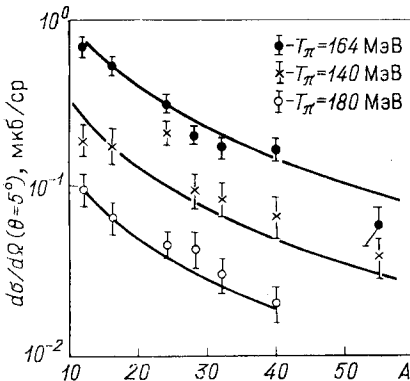


Рис. 9. А-зависимость дифференциального сечения реакции ДП при $\theta = 5^\circ$ для неаналоговых переходов. Данные при 140 и 180 МэВ поделены на 2 и 5 соответственно. Экспериментальные данные для ядер ^{12}C , ^{16}O , ^{24}Mg , ^{28}Si , ^{32}S , ^{40}Ca — из [83], для ^{56}Fe — из [82]. Кривые — зависимость $A^{-4/3}$.

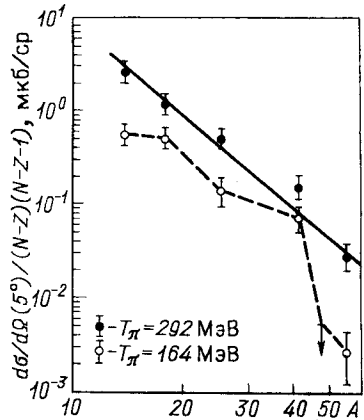


Рис. 10. А-зависимость дифференциального сечения реакции ДП при $\theta = 5^\circ$ для ДИАП. Сплошная кривая — зависимость $A^{-10/3}$. Рисунок взят из [82]

пар в какой-то мере компенсируется возрастанием эффектов поглощения с ростом A . Различные теоретические подходы дают разную A -зависимость сечения ДП. В оптической модели [23] сечение пропорционально A^{-2} , в феноменологической модели [25], в которой эффекты поглощения определяются радиусом поглощения, эта зависимость имеет вид $A^{-10/3}$. Впервые A -зависимость сечения ДП была исследована группой ЕР2 [79], однако данные для одних ядер были получены при 164 МэВ, а для других — при 180 МэВ. Полная систематика сечений ДП на ядрах с $T = 0$ (^{12}C , ^{16}O , ^{24}Mg , ^{28}Si , ^{32}S и ^{40}Ca для переходов в не ДИАС при различных энергиях для рассеяния вперед ($\theta = 5^\circ$) была проведена в [82]. Как видно из рис. 9, экспериментальные данные при всех рассматриваемых энергиях хорошо аппроксимируются кривой, имеющей зависимость $A^{-4/3}$. Одна лишь точка при 140 МэВ для ядра ^{24}Mg отклоняется от общей тенденции. Данные для реакции $^{56}\text{Fe} (\pi^+, \pi^-) ^{56}\text{Ni}$ для неаналогового перехода

при 164 МэВ также находятся в хорошем согласии с зависимостью $A^{-4/3}$.

Рассмотрим теперь A -зависимость сечения ДП вперед при переходах в ДИАС. На рис. 10 представлены результаты измерений дифференциальных сечений ДП при ДИАП на ядрах ^{14}C , ^{18}O , ^{26}Mg , ^{42}Ca , ^{56}Fe , ^{209}Bi при различных энергиях. При энергии пионов 292 МэВ экспериментальные точки хорошо аппроксимируются зависимостью $A^{-10/3}$, в то время как при 164 МэВ проявляется аномальное поведение сечения. Из анализа функций возбуждения следовало, что в области энергий, меньших 160 МэВ, сечения для аналоговых и неаналоговых переходов сравнимы, а при больших энергиях пионов неаналоговые переходы сильно подавлены. Поэтому сильную зависимость от энергии для A -зависимости при переходах в ДИАС можно понять, если считать, что при малых энергиях аналоговые и неаналоговые амплитуды ДП вносят вклад в ДИАП. При больших энергиях неаналоговые переходы подавлены и лишь аналоговые амплитуды приводят к ДИАС при ДП пионов. Последнее и приводит к A -зависимости типа $A^{-10/3}$.

Проведенная выше систематика функций возбуждения, угловых распределений и A -зависимости позволяет сделать следующие выводы. Во-первых, реакция ДП имеет сильную изоспиновую зависимость, однако процесс в большей степени определяется механизмом реакции, чем изоспиновыми эффектами структуры ядра. Во-вторых механизм реакции ДП сильно зависит от энергии пионов. В области малых энергий ДИАП должны быть обусловлены как аналоговыми, так и неаналоговыми переходами ввиду того, что соответствующие амплитуды сравнимы по величине. Следовательно, можно предположить, что при реакции ДП на ядрах с $T = 1$ при переходах в ДИАС необходимо учитывать ДП на неаналоговом остове с $T = 0$.

Теоретический анализ. Изучение функций возбуждения и угловых распределений в реакциях ДП проводилось с использованием дифракционного приближения [10, 13—15], приближения фиксированных центров [18, 91], метода оптического потенциала [22—26, 92, 93], модели мезонных токов [15], динамики Δ_{33} -изобары [94, 95].

В [22, 23] реакции ДП с переходом в ДИАС изучались методом связанных каналов. В этом подходе промежуточное и начальное состояния принадлежат одному и тому же изотопическому мультиплету. Использовался как оптический потенциал Кислинджера [22, 23], так и оптический потенциал в модели локального лапласиана [23]. Исследования показали сильную зависимость сечения ДП от формы оптического потенциала, а следовательно, от эффектов схода с энергетической поверхности в амплитуде πN -рассеяния. Была выявлена сильная чувствительность процесса ДП к паулевским и короткодействующим корреляциям. С целью учета короткодействующих корреляций в [23] был проведен расчет оптического потенциала второго порядка и обобщение обычной формулы для последнего на случай связанных каналов. Расчеты продемонстрировали, что в об-

ласти энергии пионов 100 МэВ эффекты короткодействующих корреляций сильно влияют на сечение ДП, а при энергиях, больших 180 МэВ, эти эффекты малы. Изучалась зависимость полного и дифференциального сечения ДП от различия распределения нейтронов и протонов $\Delta\rho(r) = \rho_p(r) - \rho_n(r)$ в ядре-мишени. С этой целью в [22] выражение для оптического потенциала Кислинджера обобщалось на случай $\Delta\rho(r) \neq 0$. Потенциал содержал член $\Delta\rho(r) (\tau \cdot T)$ и амплитуда ДП находилась решением линеаризованного уравнения Клейна — Гордона. Исследование показало, что сечение ДП крайне чувствительно к разным формам распределения протонов и нейтронов. Однако рассмотренные подходы не обеспечивали наблюдаемую на эксперименте близость аналоговых и неаналоговых переходов. Как было показано в [24, 96], причиной последнего является пренебрежение промежуточными неаналоговыми состояниями. В [24] был проведен анализ реакции $^{18}\text{O} (\pi^+, \pi^-) ^{18}\text{Ne}$ на основе потенциала Кислинджера. Рассматривались промежуточные состояния 0^+ , 2^+ , 4^+ ядра ^{18}F . Расчеты показали, что в области энергий 100—200 МэВ учет промежуточных состояний 2^+ и 4^+ достаточно важен, причем сечение ДП, обусловленное переходом через первое возбужденное состояние 2^+ ядра ^{18}F , сравнимо с сечением, полученным переходом через промежуточное аналоговое состояние. Тем самым была продемонстрирована важность промежуточных неаналоговых переходов при ДП в ДИАС.

Исследование реакции $^{18}\text{O} (\pi^+, \pi^-) ^{18}\text{Ne}$ в рамках дифракционного приближения [14] показало, что многократное перерассеяние пионов при ДП важно, а ряд многократного рассеяния сходится медленно. В расчетах были учтены s , p , d , f парциальные волны в амплитуде πN -рассеяния. Вклад d волны оказался важным при энергиях, больших 100 МэВ, тогда как f волна становится важной при энергиях, больших 500 МэВ. В области средних энергий тройные перерассеяния и перерассеяния высшего порядка вносят большой вклад в сечение ДП. В [10] реакция $^{18}\text{O} (\pi^+, \pi^-) ^{18}\text{Ne}$ также анализировалась в рамках теории Глаубера. Здесь на передний план были выдвинуты эффекты структуры ядра. Считалось, что ДП происходит на двух нуклонах, находящихся в $d_{5/2}$ -оболочке, а ^{16}O в этом случае выступает как остов (расчет без учета антисимметризации). Затем был проведен расчет сечения с полностью антисимметричной волновой функцией ядра ^{18}O . Сравнение показало, что процесс ДП сильно критичен к паулевским корреляциям и деталям ядерной поверхности в рассматриваемой области энергий.

На рис. 11 приведено сравнение результатов разных теоретических подходов с экспериментальными данными по функции возбуждения для реакции $^{18}\text{O} (\pi^+, \pi^-) ^{18}\text{Ne}$ (ДИАС). Из этого сравнения можно заключить, что в реакции ДП внеэнергетическое поведение амплитуды πN -рассеяния, эффекты ядерной структуры, такие как паулевские и короткодействующие корреляции, эффекты перерассеяния пиона сильно влияют на процесс и взаимосвязаны. По всей види-

мости, не одному из этих эффектов нельзя присвоить лидирующую роль и рассматривать его независимо.

Как указывалось выше, при измерении углового распределения мезонов в реакции $^{18}\text{O}(\pi^+, \pi^-)^{18}\text{Ne}$ (ДИАС) был обнаружен первый минимум при $\theta = 20^\circ$ [88]. Во всех теоретических предсказаниях положение этого минимума получалось при $\theta = 30 \div 40^\circ$ независимо от того, учитывалось ли в вычислениях одно промежуточное аналоговое состояние либо включаются неаналоговые промежуточные состояния. Как показано в [10, 97], паулевские и короткодействующие корреляции хотя и сдвигают минимум в область меньших углов,

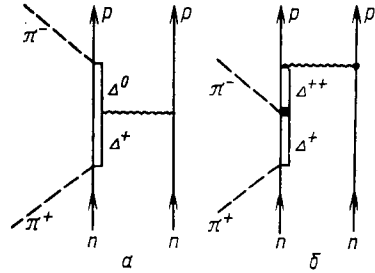
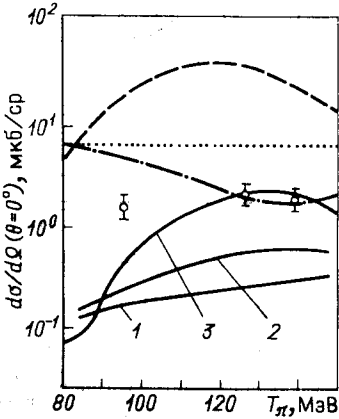


Рис. 12. Диаграммы одноступенчатого механизма. Волнистая линия — $\pi + \pi$ мезонный обмен

Рис. 11. Дифференциальное сечение реакции $^{18}\text{O}(\pi^+, \pi^-)^{18}\text{Ne}$ (ДИАС): кривые 1—3 — результаты расчетов в оптической модели [23] с использованием потенциалов Бислинджера, локального лапласиана и локального лапласиана с учетом короткодействующих корреляций соответственно; пунктирная кривая — из [11], точечная — из [91]; штрихпунктирная — из [14]. Экспериментальные данные — из [78]

но не приводят к согласию с экспериментом. Эксперимент [88] способствовал дальнейшему прогрессу теоретического осмысления как механизма реакции, так и важности ядерной структуры в реакции ДП.

Большое сечение процесса ДП на ядрах с $N = Z$ привело к предположению об «одноступенчатом» механизме реакции ДП, который идет через взаимодействие π -мезона с Δ_{33} -резонансом (рис. 12, а). ДП пионов на ядрах $N > Z$ в этом случае обусловлена интерференцией между этим «одноступенчатым» и обычным двухступенчатым механизмами. Предполагалось, что эта интерференция и обуславливает anomalous поведение углового распределения и функции возбуждения в реакции $^{18}\text{O}(\pi^+, \pi^-)^{18}\text{Ne}$.

В [94] в рамках формализма оптического потенциала предполагалось, что образующаяся внутри ядра Δ_{33} -изобара распространяется как квантово-механическая частица с конечным временем жизни. Эффекты блокировки из-за принципа Паули и истинного поглощения

пионов описывались с помощью Δ -ядерного взаимодействия, параметры скалярной части которого определялись из данных по упругому рассеянию мезонов. Минимум в дифференциальном сечении реакции $^{18}\text{O}(\pi^+, \pi^-)^{18}\text{Ne}$ (ДИАС) получался из-за интерференции вкладов диаграммы последовательной перезарядки и диаграммы, описывающей распространение Δ -изобары в ядре. Результаты вычислений

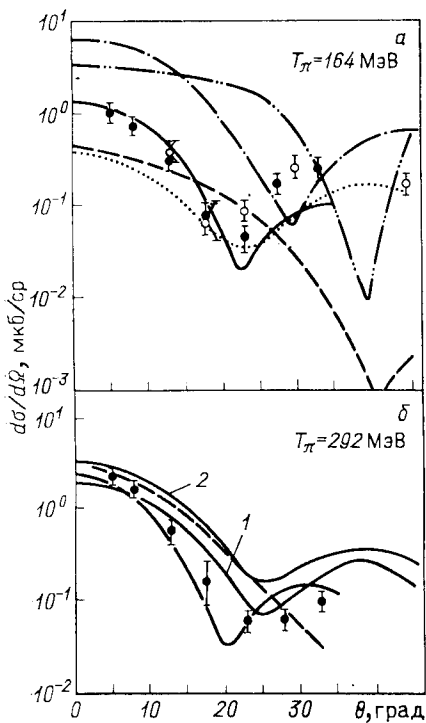


Рис. 13. Дифференциальное сечение реакции $^{18}\text{O}(\pi^+, \pi^-)^{18}\text{Ne}$ (ДИАС) по данным различных работ:

сплошная кривая — [26], пунктир — [93], точечная — [94], штрихпунктир — [10], двойной штрихпунктир — [92]. Кривые 1 и 2 получены в [15] в дифракционном приближении с учетом и без учета диаграммы рис. 2, а соответственно. Расчет в [15] проведен при энергии $T_\pi = 250$ МэВ.

Экспериментальные данные: ● — из [79]; ○ — из [88]

показали, что учет движения Δ -изобары и Δ -ядерного взаимодействия весьма существен и зависит от параметров Δ -ядерного взаимодействия. Однако угловое распределение при 164 МэВ не удается описать ни при каком выборе параметров глубины оптического потенциала. Кривая, соответствующая подходу [94], приведена на рис. 13.

В [95] было показано, что ДП на Δ_{33} -компоненте волновой функции основного состояния (рис. 12, б) вносит малый вклад в сечение

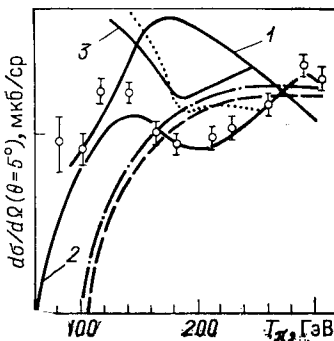


Рис. 14. Дифференциальное сечение реакции $^{18}\text{O}(\pi^+, \pi^-)^{18}\text{Ne}$ (ДИАС) по данным разных работ:

кривые из [95] получены в предположении механизма последовательной перезарядки (пунктирная кривая), механизма последовательной перезарядки с учетом диаграммы рис. 12, б (штрихпунктирная кривая) и с учетом диаграммы рис. 12, а (кривая 1); кривая 2 из [26], кривая 3 из [15], точечная кривая из [15] получена в приближении Глаубера — Ситенко с учетом диаграммы рис. 2, а. Экспериментальные данные из — [79]

процесса. Вклад диаграммы рис. 12, *a* оказался намного значительнее и это обусловлено тем, что перезарядка изобары $\Delta^+ \rightarrow \Delta^0$ идет вне энергетической поверхности за счет $\pi + \rho$ -мезонного обмена. Интерференция вкладов диаграмм рис. 11, *a* и последовательной перезарядки объясняет экспериментальные данные по функции возбуждения ниже резонанса, однако с возрастанием энергии пиона расхождение с экспериментом сильно увеличивается (рис. 14).

Следующая попытка объяснить осцилляции функции возбуждения и угловые распределения в реакции $^{18}\text{O} (\pi^+, \pi^-)^{18}\text{Ne}$ (ДИАС) связана с рассмотрением влияния мезонных токов на процесс ДП. В [15] в рамках дифракционного приближения были рассмотрены механизмы последовательной перезарядки и мезонных токов в процессе ДП. В последнем случае рассматривался вклад диаграммы 2, *a*. Результаты оказались малоутешительными. Было показано, что интерференция двухступенчатого механизма и механизма мезонных токов приводит к незначительному сдвигу минимума в угловом распределении в область меньших углов, но не описывает экспериментальные данные. Для функций возбуждения учет мезонных токов уменьшает дифференциальное сечение в области энергии ниже резонанса и увеличивает при больших энергиях. Таким образом, ни учет мезонных токов, ни рассмотрение динамики Δ_{33} -изобары не приводят к объяснению всей совокупности экспериментальных данных. Правда, надо отметить, что в [15, 94, 95] использовались примитивные ядерные модели для ядер ^{18}O и ^{18}Ne , однако и более реалистическое описание структуры этих ядер вряд ли изменит ситуацию.

Выше было показано, что во всех теоретических моделях главенствующим является механизм последовательной перезарядки и амплитуда ДП определяется одночастичной плотностью $\rho(r)$. Тогда драматическую ситуацию с местонахождением минимума углового распределения в реакции $^{18}\text{O} (\pi^+, \pi^-)^{18}\text{Ne}$ (ДИАС) можно объяснить интерференцией между амплитудой последовательной перезарядки и другой амплитудой, которая сравнима с амплитудой двухступенчатого механизма. Одним из предположений было, что такая амплитуда должна быть обусловлена членом в π -ядерном потенциале, пропорциональном $\rho^2(r)$. На важность такого члена в реакции ДП в ДИАС указывалось еще в [23, 98]. Недавно в [26] была предпринята попытка наряду с реалистическим описанием структуры ядра учесть член в π -ядерном взаимодействии, пропорциональный $\rho^2(r)$, для описания процесса $^{18}\text{O} (\pi^+, \pi^-)^{18}\text{Ne}$ (ДИАС) с использованием метода связанных каналов. Была написана система трех интегральных уравнений (27), включающая различные компоненты амплитуды πN -рассеяния: изоскалярную, изовекторную и изотензорную, а построенный оптический потенциал порядка ρ^2 включал член, пропорциональный $\rho^2(r)$. В этом подходе сильное взаимодействие v_s разбивается на две части. Одна, пропорциональная $\rho(r)$, описывает последовательную перезарядку на двух валентных нуклонах через аналоговые состояния. Другая, пропорциональная $\rho^2(r)$, ответственна за

ДП как на двух валентных нуклонах, так и на нуклонах кора через неаналоговые промежуточные состояния. Такое рассмотрение позволило объяснить угловое распределение и функции возбуждения в реакции $^{18}\text{O} (\pi^+, \pi^-) ^{18}\text{Ne}$ (ДИАС). В дальнейшем этот метод успешно применялся для описания ДП π^+ -мезонов на ядре ^{42}Ca [87]. Было показано, что член, пропорциональный $\rho(r)$, и учет возбуждений кора приводят к одинаковой зависимости функции возбуждения ДП, а включение члена, пропорционального $\rho^2(r)$, и учет возбужденных состояний кора приводят к удовлетворительному описанию экспериментальных данных по ДП $^{42}\text{Ca} (\pi^+, \pi^-) ^{42}\text{Ti}$ (ДИАС).

Двойная перезарядка пионов и кварковые степени свободы. Успехи современной нерелятивистской теории ядра в описании основных свойств ядер указывают на то, что в волновой функции ядра доминируют нуклонные степени свободы. Однако по представлениям квантовой хромодинамики нуклоны — бесцветные трехкварковые образования. Поэтому в ядерных процессах могут проявиться многокварковые объекты. Какие ядерные процессы наиболее благоприятны к выявлению кварковых степеней свободы? Недавно проведенные эксперименты по глубоконеупругому рассеянию мюонов и электронов на ядрах (эффект EMC) [99, 100] указывают на то, что в ядре присутствует заметная ненуклонная компонента. Эффекты скрытых цветных компонент ядерной функции должны проявляться не только в электрослабых взаимодействиях, но и в процессах с участием адронов. По всей видимости, реакции ДП пионов на ядрах как при низких, так и при высоких энергиях позволят судить о кварковой структуре ядра. Рассмотрим эту возможность при низких энергиях. В реакции ДП принимают участие два нуклона. Исходя из этого, представляется возможным, что в определенных кинематических условиях ДП будет чувствительна к b -кварковой компоненте волновой функции ядра. В частности, если при низких энергиях сечение ДП вперед окажется заметно больше, чем сечение однократной перезарядки на этом же ядре, тогда в качестве одного из вариантов возможного объяснения этого странного факта можно рассматривать наличие скрытых цветных компонент волновой функции ядра [101]. Последнее поясним на примере ядра ^{14}C . Обнаружено, что сечение реакции $^{14}\text{C} (\pi^+, \pi^0) ^{14}\text{N}$ при энергии 50 МэВ и $\theta = 0^\circ$ очень мало [102]*. Малость сечения связана с компенсацией вкладов s - и p -волн в зарядово-обменном πN -рассеянии. Недавно проведенный эксперимент по ДП на ^{14}C при 50 МэВ [90] указывает, что соответствующее сечение вперед ожидается существенно большим, чем сечение реакции $^{14}\text{C} (\pi^+, \pi^0) ^{14}\text{N}$. Такая ситуация, когда сечение ДП больше сечения перезарядки, является довольно необычной и позволяет исключить все стандартные ступенчатые механизмы.

В рассматриваемых кинематических условиях предполагается следующий механизм. Два валентных нуклона ядра ^{14}C на расстоя-

* Недавно проведенные расчеты в [103] показывают также очень малое сечение реакции $^{13}\text{C} (\pi^+, \pi^0) ^{13}\text{N}$ в этих же кинематических условиях.

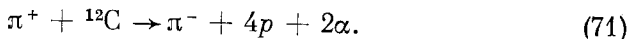
ниях, меньших 1 фм, образуют 6-кварковый мешок. π^+ -Мезон, взаимодействуя с u -кварком, из 6-кваркового мешка поглощается, а из этого же мешка с участием d -кварка испускается π^- -мезон. Расчеты, проведенные в [101], показывают, что включение 6-кварковой компоненты в волновую функцию ядра дает сечение реакции $^{14}\text{C}(\pi^+, \pi^-)^{14}\text{O}$ (ДИАС) порядка 8—14 мкб/ср и вносит существенно меньший вклад в сечение однократной перезарядки $^{14}\text{C}(\pi^+, \pi^0)^{14}\text{N}$. Следует, однако, отметить, что для получения окончательных заключений требуются дальнейшие теоретические исследования и проведение экспериментов по одно- и двукратной перезарядке на одном и том же ядре с переходом в изобар-аналоговые состояния.

4. ДВОЙНАЯ ПЕРЕЗАРЯДКА ПИОНОВ С ИСПУСКАНИЕМ ИЗ ЯДРА-МИШЕНИ НЕСКОЛЬКИХ ЧАСТИЦ

В разд. 3 был проведен анализ результатов экспериментальных и теоретических исследований по реакциям ДП в области энергий до 300 МэВ, в которых исходное ядро сохраняет число нуклонов неизменным. К настоящему времени мало известно о реакциях ДП, которые сопровождаются испусканием нуклонов или нуклонных кластеров. В [104] были измерены дифференциальные сечения инклюзивных реакций (π^+, π^-) и (π^-, π^+) на ядре ^{12}C и изотопах кальция ^{40}Ca , ^{44}Ca , ^{48}Ca при начальной энергии пионов 290 МэВ. Рожденные пионы с энергией 175—225 МэВ фиксировались при $\theta = 60^\circ$. Инклюзивные сечения ДП оказались на один-два порядка меньше сечений квазиупругого рассеяния. Результаты для изотопов кальция указывают на сильную чувствительность ДП к различию распределения протонов и нейтронов в поверхностной области ядра. Измерения также обнаружили неравенство сечений (π^+, π^-) и (π^-, π^+) на рассматриваемых ядрах. Последний факт не удается объяснить, исходя из различия кулоновского искажения для π^+ - и π^- -мезонов. Однако если исходить из того, что в рассматриваемом эксперименте ядру передается энергия, достаточная для его расщепления, то в реакциях (π^+, π^-) и (π^-, π^+) открыты различные каналы, сечения которых сильно отличаются. Кроме того, не последнюю роль играют и эффекты структуры ядра. Так, например, сильное отличие отношения сечений $(\pi^+, \pi^-)/(\pi^-, \pi^+)$ для ядер ^{12}C и ^{40}Ca может быть связано как с различными возбуждениями кора, так и с эффектами α -кластеризации последних. Ввиду важности эффектов кластеризации нуклонов в ядрах представляет интерес рассмотреть механизм ДП, основанный на предположении, что ДП пионов происходит на квази- α -частичной ассоциации начального ядра.

Квази- α -частичный механизм реакции ДП. Рассмотрим следующий механизм ДП π -мезонов на α -кластерном ядре. Налетающий π -мезон, взаимодействуя с ядром, локально «нагревает» ядерное вещество, что приводит к «испарению» четырех одноименных нуклонов из ядра и перезарядке π -мезона. Под локальным нагревом ядер-

ного вещества подразумевается двойная перезарядка π -мезона на квази- α -частичном образовании исходного ядра. Какие факты свидетельствуют в пользу такого механизма реакции? Экспериментальное исследование различных каналов реакции ДП π^+ -мезонов на ядре ^{12}C выявило большое преимущество канала



Согласно [105] сечение процесса (71) при энергии π^+ -мезонов 138 МэВ составляет 62% полного сечения двойной перезарядки π^+ -мезонов на ядре ^{12}C и равно $(0,77 \pm 0,27)$ мб. Сечение же двойной перезарядки π^+ -мезонов на ядре ^4He (37) при энергии 135 МэВ равно $(0,29 \pm 0,11)$ мб [62]. Как видно, отношение сечения процесса (71) к сечению процесса (37) близко к 3. Этот факт, по-видимому, можно интерпретировать как указание на то, что в реакции ДП (71) процесс разыгрывается преимущественно на подструктурах ядра ^{12}C , подобных α -частицам. Если исходить из α -кластерной модели ядра ^{12}C , то механизм реакции (71) можно проиллюстрировать диаграммой, представленной на рис. 15.

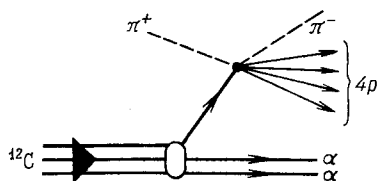
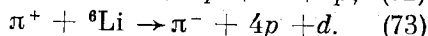
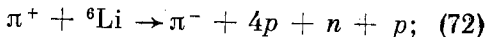


Рис. 15. Диаграмма квази- α -частичного механизма ДП на ядре ^{12}C

Рассмотрим теперь реакцию ДП π -мезонов на ядре ^6Li , в результате которой образуются четыре одноименных нуклона. Возможны следующие процессы:



Из рассмотрения реакций (72) и (73) ясно, что ДП на ^6Li может идти только через квази- α -частичный механизм. Действительно, в области энергий ниже порога рождения π -мезона в реакции ДП должны принять участие как минимум два одноименных нуклона. На p -оболочке ядра ^6Li находятся разноименные нуклоны. Следовательно, процесс должен разыгрываться на нуклонах s -оболочки. На основе кластерной структуры ядра ^6Li (в двухчастичной кластерной модели ядро ^6Li представляется в виде α -частицы и дейтрона — $\alpha - d$ -модель, в трехчастичной кластерной модели представляется в виде α -частицы, нейтрона и протона — $\alpha - n - p$ -модель) четыре нуклона s -оболочки образуют квази- α -частичную ассоциацию, на которой и будут разыгрываться процессы (72) и (73). Если исходить из $\alpha - n - p$ -модели ядра ^6Li , то реакции (72) и (73) будут описываться диаграммами рис. 16, в то время как в двухчастичной кластерной модели за процессы (72) и (73) будут ответственные диаграммы рис. 17. Диаграммы рис. 16, а и 17, а описывают полный развал ядра ^6Li в результате процесса ДП. Диаграмма рис. 17, а изображает процесс, при котором полный развал происходит из-за перерасеяния нуклона на дейтроне. Вклад этой диаграммы будет иметь высший порядок

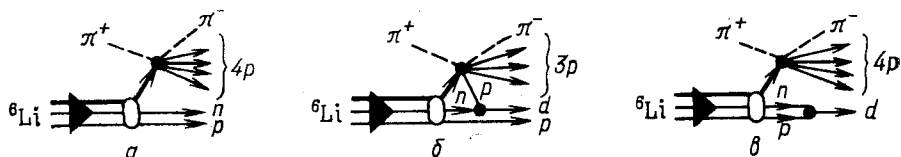


Рис. 16. Диаграммы квази- α -частичного механизма ДП на ядре ${}^6\text{Li}$ в $\alpha - p - n$ -модели

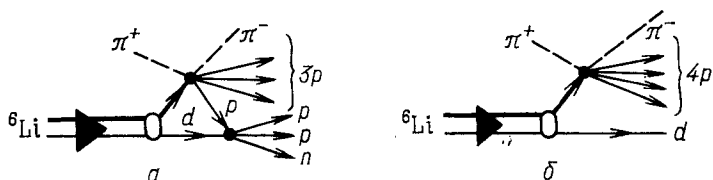
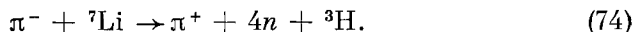


Рис. 17. Диаграммы квази- α -частичного механизма ДП на ядре ${}^6\text{Li}$ в $\alpha - d$ -модели

по сравнению с вкладом диаграммы рис. 16, а. Диаграммы рис. 16, б, в и 17, б соответствуют процессу (73). Диаграммы рис. 16, б и в описывают процесс, когда дейтрон образуется из-за взаимодействия $n - p$ -пары в конечном состоянии, и вклады этих диаграмм тоже будут иметь высший порядок по сравнению с вкладом диаграммы рис. 17, б. Таким образом, в первом приближении процесс (72) описывается диаграммой рис. 16, а, исходя из $\alpha - n - p$ -модели ядра ${}^6\text{Li}$, а процесс (73) — диаграммой рис. 17, б, исходя из $\alpha - d$ -модели ядра ${}^6\text{Li}$. Однако независимо от кластерной (двух- или трехчастичной) конфигурации ядра ${}^6\text{Li}$ в обеих реакциях ДП происходит в результате взаимодействия π^+ -мезона с квази- α -частичным образованием ядра.

Недавно было проведено экспериментальное исследование реакции $\pi^- + {}^7\text{Li} \rightarrow \pi^+ + \dots$ что угодно [30]. Исходя из кластерной структуры ядра ${}^7\text{Li}$, следует предположить, что и на этом ядре процесс ДП π -мезонов может разыгрываться лишь на квази- α -частичном образовании ядра. Если исходить из $\alpha - {}^3\text{H}$ -модели ядра ${}^7\text{Li}$, то предположение о таком механизме приводит к следующему каналу реакции:



В [106, 107] была разработана микроскопическая теория квази- α -частичного механизма ДП для α -частичных ядер [106], а также для ядер, состоящих из α -частиц и кластеров другого типа. Предполагалось, что π^\mp -мезон превращается в π^\pm -мезон за счет последовательных однократных перезарядок на двух одноименных нуклонах, входящих в α -образование ядра. В результате происходит расщепление квази- α -частицы в четыре протона (реакция $\pi^+ \rightarrow \pi^-$) или в четыре нейтрона (реакция $\pi^- \rightarrow \pi^+$). Ядро ${}^{12}\text{C}$ описывалось как совокупность трех α -частиц, взаимодействующих посредством реалистического $\alpha - \alpha$ -потенциала. Аналогично описывалась трехчастичная кла-

стерная конфигурация ядра ${}^6\text{Li}$ с учетом всех взаимодействий между тремя частицами. При рассмотрении двухчастичных конфигураций ядер ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$ решалось двухчастичное уравнение Шредингера. Для каждой α -ассоциации принималась во внимание ее внутренняя структура. Волновые функции, описывающие систему из трех частиц ($\alpha - \alpha - \alpha$ или $\alpha - n - p$) и четырех нуклонов в α -ассоциации, находились решением трех- и четырехчастичных уравнений Шредингера соответственно методом гиперсферического базиса. При рассмотрении конечного состояния учитывались все взаимодействия между

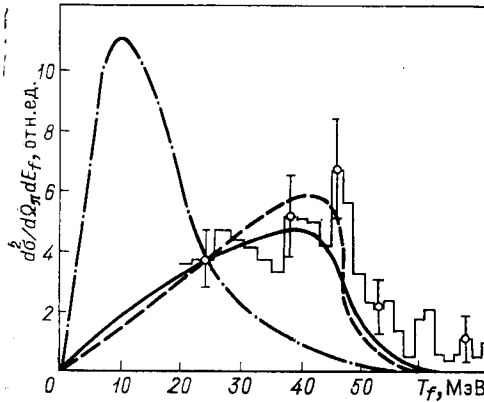


Рис. 18. Зависимость дифференциального сечения реакции (76) от кинетической энергии л-мезонов:

сплошная кривая — результаты расчета сечения в предположении квази- α -частичного механизма реакции с использованием NN -потенциала V ; пунктирная — результаты расчетов с NN -потенциалом GPT ; штрихпунктирная кривая и экспериментальные данные — из [30]. Рисунок взят из [107]

четырьмя нуклонами, вылетевшими из ядра в результате ДП, причем использовался тот же реалистический NN -потенциал, которым описывалось связанное состояние четырех нуклонов в α -ассоциации.

В качестве иллюстрации квази- α -частичного механизма на рис. 18 приведены результаты расчетов дифференциального сечения процесса (74). Штрихпунктирной кривой показаны результаты расчетов [30] для реакции (74), полученные в предположении механизма мезонных токов. Две другие кривые получены в [107] в предположении, что ядро ${}^7\text{Li}$ имеет двухчастичную кластерную структуру и, следовательно, процесс ДП л⁻-мезонов разыгрывается лишь на α -частицах. Как видно, в этом случае достигается удовлетворительное описание экспериментальных данных и, исходя из этого, по всей видимости, можно сделать заключение, что канал (74) вносит основной вклад в процесс, который изучался в [30]. Интересно отметить, что предположение о квази- α -частичном механизме ДП уже в плосковолновом приближении (невзаимодействующие четыре нейтрона в конечном состоянии) приводит к сдвигу местоположения максимума сечения и снижению этого максимума. Включение взаимодействия между четырьмя нейтронами в конечном состоянии приводит к существенной деформации кривой распределения. Сечение описывается гладкой кривой с максимумом, сдвинутым в область больших значений энергий л-мезонов. Сдвиг максимума сечения в сторону больших энергий

π -мезонов соответствует его сдвигу в сторону малых относительных энергий четырех нейтронов. Если предположить, что квазитритуону передается сравнительно малая энергия (происходит локальный нагрев только α -частицы), то этот последний результат можно интерпретировать как временную задержку четырех нейтронов в пространственно-локализованной области.

Таким образом, из расчетов следует, что предположение о квази- α -частичном механизме реакции (74) и учет взаимодействия между четырьмя нейтронами в конечном состоянии могут объяснить экспериментальные данные [30] и тем самым отпадает необходимость для интерпретации последних предполагать образование четырехнейтронной системы с нулевой энергией связи.

Как известно из результатов исследования реакций типа ${}^6,7\text{Li}(\alpha, 2\alpha) {}^2,3\text{H}$, ${}^6,7\text{Li}(p, p\alpha) {}^2,3\text{H}$, ${}^6\text{Li}(e, e'\alpha) {}^2\text{H}$, ${}^6\text{Li}(e, e'd) {}^4\text{He}$, интерпретируемых как процесс квазиупругого выбивания α - и d -кластеров, следует вывод о высокой степени α -кластеризации этих ядер. Если квази- α -частицы существуют заметное время в основном состоянии ядер как некие пространственно-локализованные группировки нуклонов, то при реакции ДП π -мезонов должен проявиться процесс с кинематикой, подобной кинематике реакции ДП π -мезонов на свободных ядрах ${}^4\text{He}$. Если подобное будет наблюдаться, то это будет свидетельствовать в пользу квази- α -частичного механизма реакции ДП. Однако при этом следует иметь в виду, что взаимодействие в конечном состоянии может исказить картину.

Конечно, квази- α -частичный механизм реакции ДП может играть существенную роль при реакциях на других легких ядрах, а также на тяжелых ядрах, в поверхностном слое которых, как известно, могут образовываться квази- α -частичные образования.

Двойная перезарядка на тяжелых ядрах. Исследованию ДП пионов на тяжелых ядрах посвящено значительно меньше экспериментальных работ, чем ДП на легких и средних ядрах. Это связано с тем, что ДИАП с $\Delta T = 2$ в тяжелых ядрах должны преобладать при переданных энергиях 20—40 МэВ. Однако при таких возбуждениях ожидается, что ДП будет сопровождаться выбиванием нуклонов и нуклонных кластеров в непрерывный спектр, и выделить ДИАС на фоне этих каналов — довольно трудная задача. Поэтому на сегодняшний день в основном исследованы реакции ДП на тяжелых ядрах, сопровождающиеся испусканием нуклонов.

Имеются три экспериментальные работы по исследованию ДП на богатом нейтронами ядре ${}^{209}\text{Bi}$. Ю. А. Батусов и др. [108], используя радиохимический метод при энергии пионов 90 МэВ, определили сечение реакции ${}^{209}\text{Bi}(\pi^+, \pi^- 2n) {}^{207}\text{At}$, равное (120 ± 30) мкб и верхнюю границу 10 мкб для процесса ${}^{209}\text{Bi}(\pi^+, \pi^-) {}^{209}\text{At}$. Следующая попытка была спектрометрически измерить ДИАП в реакции ${}^{209}\text{Bi}(\pi^+, \pi^-) {}^{209}\text{At}$ при 292 МэВ [86], которая показала сильную подавленность данного канала. Кларк и др. [109] недавно сообщали результаты радиохимического изучения реакции ${}^{209}\text{Bi}(\pi^+, \pi^- Xn) {}^{209-X}\text{At}$

при энергиях пионов 100, 180 и 300 МэВ. Сечение для химически разделенных изотопов астата с $A = 205 \div 209$ определялось путем α - и γ -спектроскопии. В табл. 3 приведены сечения различных каналов ДП на ^{209}Bi . Из таблицы видно, что преобладает канал с испусканием $4n$. Заметим, что в исследуемых реакциях образовавшиеся нейтроны вряд ли могут быть продуктами прямого выбивания. По

Таблица 3. Сечения ДП пионов на ядре ^{209}Bi , мкб

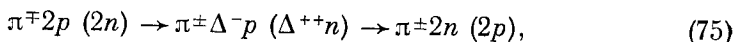
| Каналы реакции | Начальная энергия пионов, МэВ | | | |
|---|-------------------------------|---------------|---------------|---------------|
| | 90 | 100 | 180 | 300 |
| $^{209}\text{Bi} (\pi^+, \pi^-) ^{209}\text{At}$ | < 10 | < 6 | $2,5 \pm 3,6$ | $1,0 \pm 3,0$ |
| $^{209}\text{Bi} (\pi^+, \pi^- 2n) ^{207}\text{At}$ | 120 ± 30 | 69 ± 18 | 22 ± 7 | $3,7 \pm 4,8$ |
| $^{209}\text{Bi} (\pi^+, \pi^- 3n) ^{206}\text{At}$ | — | 99 ± 29 | — | 10 |
| $^{209}\text{Bi} (\pi^+, \pi^- 4n) ^{205}\text{At}$ | — | 436 ± 105 | 60 ± 20 | 40 ± 10 |

всей видимости, в данном процессе пион взаимодействует с ядром так, что часть его энергии успеваеет распределиться между многими нуклонами с последующим испарением вторичных нейтронов. Испарение заряженных частиц из возбужденного ядра ^{209}At должно быть значительно подавлено кулоновским барьером, хотя в принципе при высоких возбуждениях ядра оно возможно.

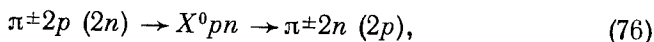
В экспериментах по облучению ^{209}Bi π^+ -мезонами было выявлено появление ^{211}At , т. е. появление изотопа с атомной массой более высокой, чем атомная масса исходного ядра-мишени. Это потребовало специального рассмотрения возможных реакций, в которых он может быть образован. Принимая во внимание, что сечение реакции ($\alpha, 2n$) на Bi очень велико и составляет ~ 1 б, можно заключить, что ^{211}At образуется в реакции $\alpha + ^{209}\text{Bi} \rightarrow ^{211}\text{At} + 2n$. Тогда α -частицы с необходимой энергией должны образовываться при ДП: $\pi^+ + ^{209}\text{Bi} \rightarrow \pi^- + \alpha + \dots$. В связи с этим была высказана гипотеза, что в тяжелых ядрах ДП π -мезонов интенсивно происходит на нуклонных кластерах. Для проверки этой гипотезы представляют интерес эксперименты по ДП на тяжелых ядрах, таких как ^{208}Pb , ^{232}Th , ^{238}U , с регистрацией на совпадение пионов и α -частиц. Результаты недавно проведенных радиохимических исследований ДП π -мезонов на ^{209}Pb [110, 111] с целью получения тетранейтрона можно также интерпретировать, как ДП на α -частице в ядре ^{208}Pb .

Двойная перезарядка пионов при высоких энергиях. Пион-ядерные взаимодействия при энергиях выше порога образования пионов в основном рассматривались как источник сведений о взаимодействии пионов с квазисвободными нуклонами. В настоящее время ситуация изменилась — возник интерес к процессам, которые не могут идти на свободном нуклоне, например кумулятивные процессы. К таким процессам можно отнести и ДП пионов на ядрах. При высоких энер-

гиях пионов рассматривают изобарный механизм ДП [112]

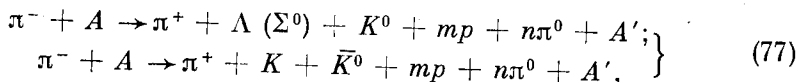


приводящий к вылету в основном назад дважды перезарядившихся π^{\pm} -мезонов. Двойная перезарядка при энергиях ≥ 2 ГэВ под малыми углами считается обусловленной двухступенчатым процессом [113]



где $X^0 = \langle \pi, \rho, \eta, \omega, f \dots \rangle$ — любой нейтральный мезон, рождение которого разрешено законами сохранения при рассматриваемой энергии пучка. Проведенные экспериментальные исследования ДП π^+ -мезонов с импульсом 2,9 ГэВ/с на пропан-ксеноновой камере [114] показали справедливость механизма (76), причем доминирующими промежуточными состояниями X^0 являлись ρ -, ω - и f -мезоны. Таким образом, в реакциях ДП при высоких энергиях фактически происходит инклюзивное рождение нейтральных резонансов (ρ, f), каждый из которых распадается на пару пионов (π^+ и π^-), а в эксперименте регистрируется один пион с иным зарядом, чем падающий [115]. Интересно отметить, что изучение эффекта экранирования протона в дейтроне в реакции ДП π^- -мезона, проведенное в [116], показало, что реакция также идет преимущественно за счет образования и последующего распада ρ^0 -мезона. При этом вся поправка на экранирование складывается из перерассеяния двух кварков, составляющих падающий π^- -мезон, и двух кварков, составляющих ρ^0 -мезон.

Сравнительно недавно в [117] проведено изучение ДП π^- -мезонов на ядрах с изменением странности, т. е. переходов $\pi^- \rightarrow K^0\pi^+$, которые могут осуществляться через промежуточное резонансное состояние K^{*+} . Такие реакции не исследованы ранее ни в теоретических, ни в экспериментальных работах. Одно из их достоинств состоит в том, что нейтральной частицей, несущей информацию о ядерной мишени, может оказаться Λ -гиперон, изучать который несравнимо проще, чем нейтрон в «обычной» ДП. Кроме того, регистрируя странные частицы, можно определить сечения отдельных каналов, используя закон сохранения странности. Изучение процессов



где $m, n = 0, 1, 2 \dots$, показало, что одним из возможных механизмов реакции ДП пионов на ядрах с изменением странности является «странный изобарный» механизм. Ему соответствует треугольная диаграмма обычного изобарного механизма [112], в которой Δ -изобара заменена странной изобарой, а π^+ — системой $(K\pi)^+$.

На сегодняшний день проведено относительно мало исследований реакции ДП пионов высоких энергий на ядрах. Дальнейшее экспериментальное и теоретическое изучение этих процессов позволит выявить кинематические области для того или иного механизма

обычной ДП и ДП с изменением странности, а также выяснить влияние ядерной структуры на процесс.

Настоящий обзор охватывает все исследования, проведенные за последние десять лет по ДП пионов на ядрах. Сравнивая сегодняшнюю ситуацию с тем, что мы имели к 1971 г. [3], можно заключить, что сделаны существенные шаги в направлении детального исследования столь экзотического явления. Можно ли сейчас предвидеть, в каком направлении будут приложены дальнейшие усилия и что мы будем иметь через десять лет? Стремительное наступление физики кварков позволяет надеяться, что кварковые модели будут играть немаловажную роль в описании процессов ДП пионов на ядрах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. De Shalit A., Drell S. D., Lipkin H. — Weizmann Inst., Rehovoth Dec., 1964; De Shalit A. Seminar at Saclay, 1962.
2. Батусов Ю. А., Бунятов С. А., Сидоров В. М., Ямба В. А. Препринт ОИЯИ, Р-1474, Дубна, 1963; ЖЭТФ, 1964, т. 46, с. 817.
3. Becker F., Batusov Yu. A. — Riv. Nuovo cimento, 1971, v. 1, p. 309.
4. Spencer J. E. 7th Intern. Conf. on High-energy Phys. and Nucl. Structure, Birhäuser, Zürich, 1977, p. 153.
5. Alster J., Warszawski J. — Phys. Rep., 1979, v. 52, p. 87.
6. Seth K. K. Preprint No La8835-C, 1980.
7. Glauber R. J. — Phys. Rev., 1955, v. 100, p. 242; Lectures in Theoretical Physics. V. 1. N. Y.: Interscience, 1959, p. 315.
8. Ситенко А. Г. — УФЖ, 1959, т. 4, с. 152.
9. Eisenberg J. M. — Ann. of Phys., 1972, v. 71, p. 542.
10. Oset E., Strottman D., Brown G. E. Phys. Lett., 1978, v. 73B, p. 393.
11. Parsons R. G., Treful J. S., Drell S. D. — Phys. Rev., 1965, v. 138, p. B847.
12. Locci M. A., Picchi P. — Nuovo cimento, 1968, v. 57A, p. 803.
13. Bjornenak K., Finjord J., Osland P., Reitan A. — Nucl. Phys., 1970, v. B20, p. 327; 1970, v. B22, p. 479.
14. Liu L. C., Franco V. — Phys. Rev., 1975, v. C14, p. 760.
15. Oset E., Strottman D., Vicente-Vagas M. J., Ma Woi-Hsing. — Nucl. Phys., 1983, v. A408, p. 461.
16. Foldy L., Walecka J. D. — Ann. of Phys., 1969, v. 54, p. 447.
17. Копалейшвили Т. И. — ЭЧАЯ, 1979, т. 10, с. 429.
18. Kaufmann W. B., Jackson J. C., Gibbs W. R. — Phys. Rev., 1974, v. C9, p. 1340.
19. Gibbs W. R. — Phys. Rev., 1971, v. C3, p. 1127; 1972, v. C5, p. 755.
20. Гольдбергер М., Ватсон К. Теория столкновений. Пер. с англ. М.: Мир, 1967.
21. Kerman A. K., McManue H., Thaler R. M. — Ann. Phys., 1959, v. 8, p. 551.
22. Rost E., Edwards G. W. — Phys. Lett., 1971, v. 37B, p. 247.
23. Miller G. A., Spenser J. E. — Ann. Phys., 1976, v. 100, p. 562.
24. Sparow D. A., Rosenthal A. S. — Phys. Rev., 1978, v. C18, p. 1753.
25. Johnson M. B., Siciliano E. R. — Phys. Rev., 1983, v. C27, p. 1647.
26. Liu L. C. — Phys. Rev., 1983, v. C27, p. 1641.
27. Germond J. F., Wilkin C. — Lett. Nuovo cimento, 1975, v. 13, p. 605.
28. Weinberg S. — Phys. Rev. Lett., 1966, v. 17, p. 616; 1967, v. 18, p. 188.
29. Lovelace C. — Phys. Lett., 1968, v. 28B, p. 264.
30. Evseev V. S. e.a. — Nucl. Phys., 1981, v. A252, p. 379.
31. Джибути Р. И., Кезерашвили Р. Я. — ЯФ, 1984, т. 39, с. 419.
32. Jibuti R. I., Kezerashvili R. Ya. — Nucl. Phys., 1985, v. A437, p. 687.

33. Phillips A. C.— Phys. Lett., 1970, v. 33B, p. 260.
34. Chew G. F., Low F. E.— Phys. Rev., 1956, v. 101, p. 1571.
35. Becker F., Schmit C.— Nucl. Phys., 1970, v. B18, p. 607.
36. Gibbs W. R., Gibson B. F., Hess A. T., Stephenson G. J.— Phys. Rev., 1977, v. C15, p. 1384.
37. Джибути Р. И., Кезерашвили Р. Я., Сигуа К. И.— ЯФ, 1980, т. 32, с. 1536.
38. Jibuti R. I., Kezerashvili R. Ya., Sigua K. I.— Phys. Lett., 1981, v. 102B, p. 381.
39. Jibuti R. I., Krupennikova N. B., Tomchinski V. Yu.— Nucl. Phys., 1977, v. A276, p. 421.
40. Джибути Р. И., Крупенникова Н. Б., Шубигидзе Н. И.— ТМФ, 1977, т. 32, 223 с.
41. Меркурьев С. П.— ТМФ, 1974, т. 8, с. 235.
42. Merkuriev S. P.— Nucl. Phys., 1974, v. A233, p. 395.
43. Newton R. G.— Ann. Phys., 1972, v. 74, p. 324.
44. Jibuti R. I., Kezerashvili R. Ya., Sigua R. I.— Phys. Lett., 1979, v. 81B, p. 115.
45. Джибути Р. И., Кезерашвили Р. Я., Сигуа К. И.— ЯФ, 1979, т. 29, с. 65.
46. Jibuti R. I., Kezerashvili R. Ya.— Czech. J. Phys., 1980, v. B30, p. 1080.
47. Джибути Р. И. Препринт ИФ АН ГССР, ЯФ-1, Тбилиси, 1980.
48. Джибути Р. И.— ЭЧАЯ, 1983, т. 14, с. 741.
49. Newton R. G., Shtokhamer R.— Phys. Rev., 1976, v. 14A, p. 642.
50. John H. A.— Proc. Roy. Soc., 1951, v. 205, p. 192.
51. Gamba D.— Nuovo cimento, 1951, v. 8, p. 605.
52. Бабилов В. В. Метод фазовых функций в квантовой механике. М.: Наука, 1968; Колоджеро Ф. Метод фазовых функций в теории потенциального рассеяния: Пер. с англ. М.: Мир, 1971.
53. Джибути Р. И., Сигуа К. И. Препринт ИФ АН ГССР, ЯФ-31, Тбилиси, 1977.
54. Кезерашвили Р. Я.— ЯФ, 1983, т. 38, с. 491.
55. Sperinde J.e.a.— Phys. Lett., 1970, v. 32B, p. 185.
56. Davis R. E. P. e.a.— Bull. Amer. Phys. Soc., 1964, v. 9, p. 627.
57. Kaufman L., Perez-Mendez V., Sperinde J.— Phys. Rev., 1968, v. 175, p. 1358.
58. Gilly L. e.a.— Phys. Lett., 1965, v. 19, p. 335.
59. Stetz A.e.a.— Phys. Rev. Lett., 1981, v. 47, p. 782.
60. Carayannopoulos N.e.a.— Phys. Rev. Lett., 1968, v. 20, p. 1215.
61. Falomkin I. V. e.a.— Nuovo cimento, 1974, v. 22, p. 333.
62. Falomkin I. V. e.a.— Lett. Nuovo cimento, 1976, v. 16, p. 525.
63. Gaille F. e.a.— Nuovo cimento, 1977, v. A40, p. 31.
64. Jaenneret J. V. e.a.— Nucl. Phys., 1980, v. A350, p. 345.
65. Volkow A.— Nucl. Phys., 1965, v. 74, p. 33.
66. Backer G. A.— Phys. Rev., 1962, v. 125, p. 1754.
67. Eikemeir H., Hackenbroich N. B.— Z. Phys., 1966, v. 195, p. 412.
68. Gogni D., Pires P., de Turreill R.— Phys. Lett., 1970, v. 32B, p. 591.
69. Afnan A. R., Tang Y. C.— Phys. Rev., 1968, v. 175, p. 1337.
70. Хьюлтен Л., Сугавара М.— В сб.: Строение атомного ядра: Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. лит., 1959, т. 1.
71. Germond J. F., Wilkin C. In Mesons in Nuclei/ed. M. Rho and D. W. Wilkinson. Amsterdam, North-Holland, 1976, ch. 4.
72. Falomkin I. V., Nichitiu F., Piragino G.— Lett. Nuovo cimento, 1983, v. 38, p. 211.
73. Seth K. K. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 41, p. 1589.
74. Nann N. e.a.— Phys. Lett., 1980, v. 96B, p. 261.
75. Seth K. K. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 45, p. 147.
76. Burleson G. R. e.a.— Phys. Rev., 1980, v. C22, p. 1180.
77. Holt R. J. e.a.— Phys. Lett., 1977, v. 69B, p. 55.

78. Burman R. L. e.a.— Phys. Rev., 1978, v. C17, p. 1774.
79. Greene S. J. e.a.— Phys. Rev., 1982, v. 25C, p. 927.
80. Morris C. L. e.a.— Phys. Rev., 1982, v. 25C, p. 3218.
81. Bland L. C. e.a.— J. Phys., 1982, v. G8, p. L173.
82. Seidl P. A. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1983, v. 50, p. 1106.
83. Bland L. C. e.a.— Phys. Lett., 1983, v. 128B, p. 157.
84. Marks T.e.a.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, p. 149.
85. Perrin C.e.a.— Phys. Lett., 1977, v. 69B, p. 301.
86. Morris C. L. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 45, p. 1233.
87. Seth K. K. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1984, v. 52, p. 894.
88. Seth K. K. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 1574.
89. Greene S. J. e.a.— Phys. Rev., 1983, v. C27, p. 2375.
90. Navon I. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1984, v. 52, p. 105.
91. Gibbs W. R. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 36, p. 85.
92. Johnson M. B.— Phys. Rev., 1980, v. C22, p. 192.
93. Miller G. A.— Phys. Rev., 1981, v. C24, p. 221.
94. Hoodbhoy P., Freedman R. A., Miller G. A., Henley F. M.— Phys. Rev., 1983, v. C27, p. 277.
95. Johnson M. B., Siciliano E. R., Toki H., Ferguson R.L.— Phys. Rev. Lett., 1984, v. 52, p. 589.
96. Liu X., Wu Z., Huang Z., Li Y.— Sci. Sin., 1981, v. 24, p. 789.
97. Lee T.-S. H., Kurath D., Zeidman B.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 39, p. 1307.
98. Ericson M., Ericson T. E. O.— Ann. Phys., 1966, v. 36, p. 323.
99. Aubert J. J. e.a.— Phys. Lett., 1983, v. 123B, p. 275.
100. Bodek A. e. a.— Phys. Rev. Lett., 1983, v. 50, p. 1431.
101. Miller G. A.— Phys. Rev. Lett., 1984, v. 53, p. 2008.
102. Irom F. e.a.— Phys. Rev., 1983, v. C28, p. 2565.
103. Kaufmann W. B., Gibbs W. R.— Phys. Rev., 1983, v. C28, p. 1286.
104. Davis J. e.a.— Phys. Rev., 1979, v. C20, p. 1946.
105. Massue J. P., Sakamoto Y., Batusov Yu. A., Cuer P.— Nucl. Phys., 1971, v. B29, p. 515.
106. Джибути Р. И., Кезерашвили Р. Я.— ЯФ, 1981, т. 34, с. 1464.
107. Jibuti R. I., Kezerashvili R. Ya.— Nucl. Phys., 1984, v. A430, p. 573.
108. Батусов Ю. А. и др.— ЯФ, 1973, т. 18, с. 483.
109. Clark J. L. e.a.— Phys. Rev., 1983, v. C27, p. 1126.
110. Batusov Yu. A. e.a.— Preprint JINR, P1-7475, Dubna, 1973.
111. Chultem D. e.a.— Nucl. Phys., 1979, v. A316, p. 290.
112. Далькаров О. Д., Шапиро И. С.— ЯФ, 1968, т. 7, с. 562.
113. Геворкян С. Р., Тарасов А. В., Цэрэн Ч.— ЯФ, 1972, т. 15, с. 55.
114. Воробьев И. И., Новиков Л. С.— Письма ЖЭТФ, 1981, т. 33, с. 295.
115. Копелиович Б. З., Цэрэн Ч.— ЯФ, 1977, т. 26, с. 643.
116. Абрамов Б. М. и др.— ЯФ, 1981, т. 33, с. 733.
117. Бироков Ю. А. и др.— ЯФ, 1980, т. 32, с. 694.
118. Ungar J. E. e.a.— Phys. Lett., 1984, v. 144B, p. 333.
119. Gilman R. e.a.— Phys. Rev., 1984, v. C30, p. 958.
120. Seidl P. A. e.a.— Phys. Rev., 1984, v. C30, p. 1076.
121. Seidl P. A. e.a.— Phys. Rev., 1984, v. C30, p. 973.
122. Gilman R. e.a.— Phys. Rev., 1984, v. C30, p. 962.