

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПИОНОВ С ЯДРАМИ ${}^3\text{He}$ И ${}^4\text{He}$

Р. Мах, М. Г. Сапожников, И. В. Фаложкин

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Рассмотрены экспериментальные и теоретические результаты изучения взаимодействия пионов промежуточных энергий с ядрами ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$. Обсуждаются энергетическая зависимость полных, упругих и неупругих сечений рассеяния, реальной части амплитуды рассеяния вперед, поведение фаз упругого рассеяния, различные теоретические модели. Рассматриваются некоторые актуальные проблемы взаимодействия пионов с легчайшими ядрами — вопрос о механизме поглощения пиона, поиски эффектов нарушения зарядовой симметрии в рассеянии пионов, особенности квазиупругого рассеяния пионов.

The experimental and theoretical results are discussed of a study of the interaction of pions with the ${}^3\text{He}$ and ${}^4\text{He}$ nuclei at intermediate energies. The energy dependences are considered of the total, elastic and inelastic scattering cross sections, and of the real part of the forward scattering amplitude; dealt with also are the behaviour of the elastic scattering phases as well as various theoretical models. Some interesting problems are considered that are relevant to the interaction of pions with the lightest nuclei: the pion absorption mechanism, the search for charge symmetry violation effects in pion scattering, aspects of quasielastic pion scattering.

ВВЕДЕНИЕ

Изучение взаимодействия пионов с атомными ядрами превратилось в последнее время в обширный и самостоятельный раздел ядерной физики. Точность экспериментов, проводимых с пионами на мезонных фабриках, достигла столь высокого уровня, который был ранее типичен только для такого традиционного направления ядерной физики, как исследование нуклон-ядерного взаимодействия.

В этом обзоре содержится анализ экспериментальных и теоретических результатов по изучению взаимодействия пионов промежуточных энергий с ядрами ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$. Мы выбрали именно эти ядра, так как, во-первых, имеющаяся экспериментальная информация о πHe -рассеянии является достаточно полной, а во-вторых, потому, что πHe -взаимодействие давно служит полигоном для испытания различных теоретических концепций. Из-за относительной простоты ядерной структуры изотопов гелия механизм некоторых характерных реакций пион-гелиевого взаимодействия понят лучше, нежели в рассеянии пионов на более тяжелых ядрах. Например, только в случае поглощения пионов на ${}^3\text{He}$ удалось экспериментально разделить амплитуды поглощения в различных изотопических каналах. Тем не менее, в отличие от рассеяния пионов на дейтерии, в πHe -рассеянии мы встречаемся практически со всеми осложнениями, выз-

ванными эффектами связи нуклонов в ядре и многочастичным характером пион-ядерного взаимодействия.

В разд. 1 обсуждаются основные характеристики взаимодействия пионов с ${}^4\text{He}$ и ${}^3\text{He}$: относительная величина и энергетическая зависимость полных, упругих и неупругих сечений рассеяния, реальной части амплитуды рассеяния вперед, рассматривается поведение фаз упругого рассеяния. Речь пойдет главным образом об экспериментальной ситуации, которая сложилась к настоящему времени с измерением этих важнейших величин, характеризующих пион-гелиевое рассеяние. Будут обсуждаться самые общие физические результаты, которые получаются практически безмодельным путем.

Степень развития теоретических моделей для описания упругого и неупругого рассеяния пионов на легких ядрах отражена в разд. 2. Центральной темой этого раздела является сравнение физического содержания стандартных моделей, основанных на теории многократного рассеяния (оптическая модель, модель связанных каналов) и модели изобарных возбуждений. Показано, как в различных теоретических схемах производится учет многочастичного характера пион-ядерного взаимодействия.

В разд. 3 обсуждаются некоторые наиболее актуальные проблемы взаимодействия пионов с легчайшими ядрами. В первую очередь к ним следует отнести изучение механизмов поглощения пионов на ядрах. Этот процесс выделен из всех остальных реакций неупругого рассеяния своей существенно непотенциальной природой. Хорошо известно, что поглощение пионов ядром происходит в основном на двухнуклонном кластере, причем оба нуклона должны находиться на малых расстояниях, порядка 0,5—0,8 фм. Отсюда следует ожидать, что нуклон-нуклонные корреляции должны сильным образом сказываться в реакции поглощения.

Изучение упругого рассеяния пионов обоих знаков на ядрах с нулевым изоспином представляет хорошую возможность для поиска эффектов, связанных с нарушением зарядовой симметрии в πA -взаимодействиях. Существование таких эффектов естественным образом вытекает из кварковых моделей, в которых u - и d -кварки имеют разную массу. В разд. 3 обсуждается современное состояние дел с поисками эффектов нарушения зарядовой симметрии в рассеянии пионов на легчайших ядрах. Рассмотрены также основные характеристики доминирующего канала неупругих процессов рассеяния — реакции квазиупругого рассеяния пионов.

В заключении обсуждаются некоторые интересные эксперименты, которые могут быть выполнены на мезонных фабриках.

Подробное изложение вопросов теории многократного рассеяния содержится в [1—3]. Обсуждение различных аспектов пион-ядерной динамики, не рассмотренных в нашем обзоре, можно найти в [4—8].

1. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПИОН-ГЕЛИЕВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Измерения полного сечения $\pi^4\text{He}$ -, $\pi^3\text{He}$ -рассеяния. Полное сечение пион-ядерного рассеяния обычно находят в экспериментах по измерению ослабления пучка, проходящего через ядерную мишень. К сожалению, эта методика не позволяет определить полное сечение σ_{tot} без модельных представлений. Дело в том, что при измерении ослабления пучка, проходящего через мишень, некоторые частицы, испытавшие упругое или неупругое рассеяние на малые углы, тоже попадают в счетчики, расположенные после мишени, и тем самым как бы увеличивают число непровазимодействовавших частиц. Кроме того, нас интересует полное сечение чисто ядерного взаимодействия, а кулоновское взаимодействие тоже приводит к некоторому ослаблению пучка частиц. Поэтому экспериментальные данные должны быть скорректированы с учетом всех этих эффектов. Подробное описание процедуры получения полных сечений можно найти в [9—11]. Полезно иметь в виду, что в случае $\pi^4\text{He}$ -рассеяния модельно-зависимые коррекции довольно значительны, особенно при малых энергиях ($T_\pi < 100$ МэВ), где они могут достигать 10—15% [11].

Как отмечалось в [9], зависимости от теоретических моделей при определении σ_{tot} можно было бы избежать, если бы «сырые» экспериментальные данные корректировались только на чисто кулоновское рассеяние. Оптическая теорема для полного сечения

$$\tilde{\sigma}_{\text{tot}} = -\frac{4\pi}{k} \text{Im} f_N(0) \quad (1)$$

связывает его не с чисто ядерной амплитудой

$$f_{NP}(\theta) = \frac{1}{k} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) f_l P_l(\cos \theta), \quad (2)$$

а с амплитудой $f_N(\theta)$, содержащей кулоновские фазы σ_l ,

$$f_N(\theta) = \frac{1}{k} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) e^{2i\sigma_l} f_l P_l(\cos \theta). \quad (3)$$

В выражениях (2), (3) k — импульс пиона в системе ц. м.; $P_l(\cos \theta)$ — полиномы Лежандра; f_l — парциальные амплитуды рассеяния.

Однако величина $\tilde{\sigma}_{\text{tot}}$, определенная в (1), может довольно сильно отличаться от обычного полного сечения:

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{4\pi}{k} \text{Im} f_{NP}(0), \quad (4)$$

и в случае рассеяния пионов на тяжелых ядрах $\tilde{\sigma}_{\text{tot}}$ может быть даже отрицательной величиной [9]. На рис. 1 показано, как ведет себя полное сечение рассеяния пионов на ${}^4\text{He}$ в зависимости от энер-

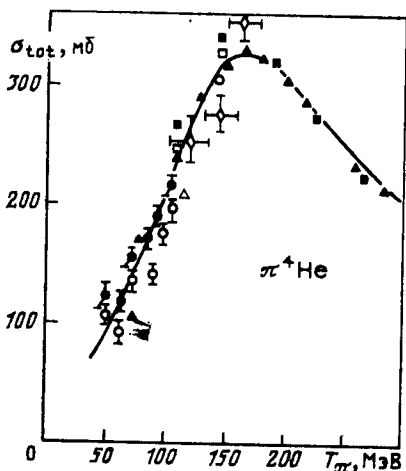


Рис. 1. Полное сечение π^{\pm} ${}^4\text{He}$ -рассеяния:

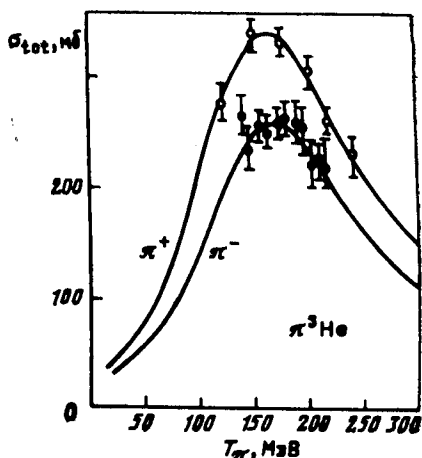
сплошная линия — результат подгонки [по некоторой феноменологической формуле; экспериментальные данные для π^+ -мезонов: ● — из работы [11]; ▲ — из [15]; ■ — из [10]; ◇ — из [20]. Аналогичные невазглазированные значки — для π^- -мезонов

Видно, что зависимость полного сечения имеет характерный резонансоподобный вид с максимумом при энергии $T \sim 165$ МэВ. Такое поведение полного сечения отнюдь не является проявлением какого-то резонанса в системе $\pi^4\text{He}$, а есть отражение существования Δ -резонанса в пион-нуклонном взаимодействии. Измерения полного сечения рассеяния пионов для других ядер показывают, что с ростом атомного номера A положение максимума в σ_{tot} приходится на все меньшие энергии, а ширина резонансоподобного пика увеличивается с ростом A . Физические причины уширения пика для σ_{tot} вполне ясны — ферми-движение нуклонов, большое число неупругих каналов, усиление поглощения пионов и т. д. Сдвиг положения максимума в пион-ядерном рассеянии в сторону более низких энергий по сравнению со свободным πN -взаимодействием довольно легко объяснить из простых кинематических соображений (см., например, [4, 5]). Однако точные значения сдвига и ширины пика в σ_{tot} зависят от деликатного сокращения различных поправок и поэтому их не так уж просто воспроизвести в теоретических расчетах.

К сожалению, существующий на сегодня набор экспериментальных данных по полным сечениям $\pi^4\text{He}$ -рассеяния страдает большими пробелами. Практически отсутствуют данные по измерениям σ_{tot} при малых энергиях $T < 100$ МэВ (результаты Джонсона [11], показанные на рис. 1, не опубликованы в научных журналах). Нет систематических измерений σ_{tot} для рассеяния π^+ - и π^- -мезонов, которые так важны для анализа проблемы нарушения зарядовой симметрии в сильных взаимодействиях. Этот вопрос стал особенно актуален в последнее время после того, как в измерениях полного сечения $\pi^{\pm} d$ -рассеяния [12], а также в недавних опытах по изучению упругого $\pi^{\pm} d$ -рассеяния [13, 14] было обнаружено различие между сечениями реакций с π^+ - и π^- -мезонами, которое не удалось объяснить введением кулоновских коррекций [12—14]. Было бы очень интересно провести аналогичные измерения для $\pi^{\pm}{}^4\text{He}$ -рассеяния, тем более что, если верить данным группы [15], при 110 МэВ видно очень сильное нарушение зарядовой симметрии: полные ядер-

Рис. 2. Полное сечение π^\pm ${}^3\text{He}$ -рассеяния:

сплошная линия — результат подгонки по некоторой феноменологической формуле; экспериментальные данные ваяты из работы [21]: ● — π^+ ; ○ — π^-



ные сечения для π^+ - и π^- ${}^3\text{He}$ -рассеяния отличаются друг от друга на 30 мб при характерной ошибке измерения порядка 3 мб.

Как видно из рис. 1, результаты разных экспериментальных групп не очень хорошо согласуются между собой. Например, при $T = 110$ МэВ разность между измерениями Бинона и др. [15] и Уилкина и др. [10] составляет около 9 стандартных отклонений. Между тем точное знание полного сечения в резонансной области при $T \sim 50 \div 250$ МэВ особенно необходимо для расчетов реальной части амплитуды рассеяния вперед $\text{Re } f(0)$ по дисперсионным соотношениям. Именно этот интервал энергий дает определяющий вклад в соответствующий дисперсионный интеграл. Недостаточно хорошее знание полных сечений приводит к неопределенностям при вычислении $\text{Re } f(0)$. Так, в [16] было указано на значительное расхождение в значении $\text{Re } f(0)$, определенной из дисперсионных соотношений и из непосредственного анализа дифференциальных сечений упругого рассеяния при малых углах (подробнее этот вопрос будет рассмотрен ниже).

Знание полных сечений $\pi^4\text{He}$ -рассеяния весьма важно для моделей, учитывающих возбуждение изобарных состояний [17—19]. В этих подходах взаимодействие Δ -изобары с ядерной средой описывается некоторым полуфеноменологическим потенциалом, параметры которого выбираются так, чтобы описать экспериментальное полное сечение $\pi^4\text{He}$ -рассеяния (подробнее о таких моделях см. разд. 2).

Экспериментальная ситуация с измерением полного сечения $\pi^3\text{He}$ -рассеяния намного более худшая, чем в случае $\pi^4\text{He}$ -рассеяния. В диапазоне энергий $T \sim 0 \div 300$ МэВ имеются только неопубликованные в научных журналах данные Спенсера [21] (рис. 2).

Относительные величины сечений различных каналов неупругого ${}^4\text{He}$ -взаимодействия. Для правильного понимания механизма взаимодействия пиона с ядром большое значение имеют экспериментальные данные о сечениях различных каналов пион-ядерного рассеяния. Многочисленные измерения сечений взаимодействия пионов с легкими и тяжелыми ядрами показали, что доминирующими являются три канала реакции: упругое рассеяние, развал ядра под

действием пионов и поглощение пионов. Причем в первом приближении можно считать, что сечения каждого из этих трех каналов примерно одинаковы и каждое составляет около 30% полного сечения

Таблица 1. Относительные размеры сечений различных каналов π -взаимодействий к σ_{tot} при энергиях в районе Δ_{33} -резонанса

Ядро	σ_{el} , %	$\sigma(\pi, \pi')$, %	σ_{abs} , %	σ_{ch} , %
${}^2\text{H}$ ($T_\pi = 182$ МэВ [25])	~ 25	~ 60	~ 2,5	~ 12,5
$\text{Li} \rightarrow \text{Bi}$ ($T_\pi = 165$ МэВ [6])	35 → 40	32 → 20	20 → 35	7 → 4*

* σ_{ch} не измерялось, в таблице приведена только некоторая оценка.

(более точные значения приведены в табл. 1). Важно подчеркнуть, что сечение истинного поглощения пионов оказывается довольно большим (см. [6, 22, 23]).

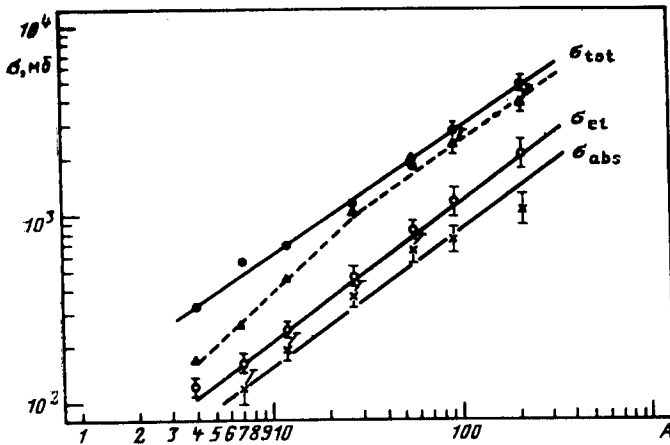


Рис. 3. Зависимость поведения полных сечений пион-ядерного рассеяния σ_{tot} , сечений упругого рассеяния σ_{el} и сечений поглощения σ_{abs} от атомного номера ядра A для взаимодействия π^- -мезонов с энергией $T = 165$ МэВ. Данные взяты из работ [22, 24]:

сплошные и пунктирные линии проведены лишь для удобства восприятия, треугольниками показаны σ_{tot} для рассеяния π^+ -мезонов при энергии 85 МэВ (22)

На рис. 3 показано, как ведут себя пион-ядерные сечения упругого рассеяния, поглощения и полные сечения в зависимости от атомного номера ядра A . На этом рисунке представлены результаты

измерений, сделанные для π^- -мезонов при энергии 165 МэВ [22]. Видно, что при этой энергии A -зависимость полных сечений для всех ядер от гелия до висмута удовлетворительно описываются простой степенной формулой $\sigma_{\text{tot}} \sim A^n$ с показателем $n = 2/3$. Однако A -зависимость для σ_{tot} , измеренного при энергии $T = 85$ МэВ, имеет более сложное поведение (соответствующие сечения показаны на рис. 3 треугольниками). В [22] отмечалось также, что степенной показатель n довольно сильно меняется от энергии и для сечений σ_{el} и σ_{abs} . Все эти факты свидетельствуют в пользу резонансной природы пион-ядерного рассеяния. При резонансных энергиях очень сильное поглощение пиона из упругого канала приводит к тому, что взаимодействие идет, главным образом, в поверхностном слое ядра и отсюда возникает зависимость $A^{2/3}$. Вдали от энергии Δ_{33} -резонанса ядро становится для пионов более «прозрачным» и взаимодействие с ним происходит не только на поверхности. Для легких ядер энергии пиона порядка 80 МэВ уже довольно далеки от энергии максимума в полном сечении, в то время как для тяжелых ядер, из-за сдвига пика в σ_{tot} в сторону низких энергий и его уширения, такие энергии еще могут считаться резонансными.

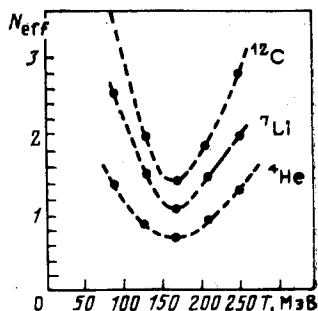


Рис. 4. Энергетическая зависимость эффективного числа нуклонов N_{eff} . Данные взяты из [22].

Полезным вспомогательным параметром, характеризующим пион-ядерное рассеяние, является так называемое эффективное число нуклонов N_{ef} , которое определяется как

$$N_{\text{ef}} = \sigma_{\text{tot}}^{\pi A} / (N\sigma_{\pi n} + Z\sigma_{\pi p}). \quad (5)$$

На рис. 4 показано, как ведет себя величина N_{ef} для разных легких ядер. Видна сильная зависимость N_{ef} от энергии пиона. Обращает на себя внимание очень малое значение N_{ef} в случае $\pi^4\text{He}$ -рассеяния при резонансных энергиях. Так, при $T = 165$ МэВ эффективное число нуклонов в $\pi^4\text{He}$ -рассеянии $N_{\text{ef}} = 0,68$. Это наглядно демонстрирует (рис. 4), как увеличивается экранирование нуклонов в ядре по мере возрастания сечения элементарного πN -взаимодействия.

Таким образом, рассеяние пионов на легчайших ядрах имеет определенную специфику, которая может проявляться, например, в изменении относительного вклада различных каналов неупругого рассеяния. В самом деле, как видно из табл. 1, в πd -рассеянии самое большое сечение имеет канал развала дейтрона, тогда как относительная величина канала поглощения довольно мала и составляет около 3% полного сечения πd -рассеяния. К сожалению, ситуация,

которая сложилась с измерениями различных каналов неупругих реакций $\pi^+{}^4\text{He}$ -взаимодействия, довольно запутана. Так, сотрудничеством Дубна — Турин были измерены сечения отдельных каналов неупругого $\pi^+{}^4\text{He}$ -рассеяния с помощью диффузионной камеры в магнитном поле [20] и стримерной камеры высокого давления без магнитного поля [26, 27]. Было получено, что относительная величина сечения поглощения составляет порядка 3% полного сечения, т. е. в этом смысле поглощение пионов на гелии больше походит на поглощение пионов в дейтерии, нежели на более тяжелых ядрах.

С другой стороны, на мезонных фабриках в SIN [28] и Лос-Аламосе [29] были выполнены измерения инклюзивного сечения

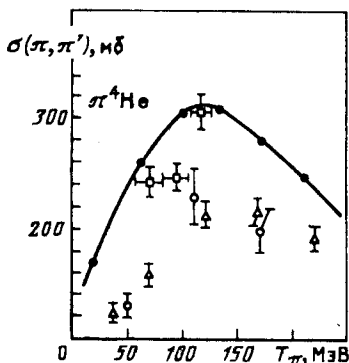


Рис. 5. Инклюзивное сечение неупругого $\pi^+{}^4\text{He}$ -взаимодействия $\sigma(\pi, \pi')$: экспериментальные точки \circ — взяты из [29], \triangle — из [28]; \square — из [20]. Запунктированными точками (●) показаны данные [15] по полному сечению всех неупругих каналов в $\pi^+{}^4\text{He}$ -рассеянии. Кривая проведена лишь для удобства восприятия

$\sigma(\pi^+, \pi^+)$ рассеяния пионов на ${}^4\text{He}$ (рис. 5). Эти эксперименты были проведены с помощью одноплечевых магнитных спектрометров. Авторы получили исключительно малое сечение $\sigma(\pi, \pi')$ — порядка 13—15% σ_{tot} в районе $T_\pi = 90 \div 120$ МэВ. Такое малое значение $\sigma(\pi, \pi')$ предполагает, что основной вклад в неупругое рассеяние пионов на ${}^4\text{He}$ дают процессы поглощения пиона. По оценкам авторов [28] (непосредственно в экспериментах [28, 29] σ_{abs} не измерялось) сечение поглощения пионов составляет порядка 30—40% от σ_{tot} при $T_\pi = 90 \div 120$ МэВ и около 22% при более высоких энергиях. Следовательно, согласно результатам [28, 29], поглощение пионов на гелии напоминает поглощение на тяжелых ядрах (см. табл. 1) и является доминирующим каналом неупругого рассеяния.

Такое существование двух противоположных экспериментальных заключений наводит на мысль о том, что, возможно, истина лежит где-то посредине, и будущие эксперименты, несомненно, должны прояснить эту неопределенную ситуацию.

Хотелось бы заметить, что существует ряд экспериментальных указаний на то, что относительная величина сечения поглощения пионов на гелии все-таки больше похожа на то, что имеется в случае взаимодействия пионов с дейтерием. Об этом свидетельствуют результаты группы Келлине [30], которая измеряла дифференциальное

сечение реакции поглощения ${}^3, {}^4\text{He} (\pi, p) X$ для одного угла вылетевших протонов. Подробнее эти результаты будут обсуждаться в разд. 3, а сейчас только упомянем, что по оценкам [30]

$$\sigma_{\text{abs}} (\pi^4\text{He}) \sim R\sigma_{\text{abs}} (\pi d),$$

где коэффициент пропорциональности R по порядку величины совпадает с числом возможных (np) -пар в гелии: $R \sim 2$ для ${}^3\text{He}$ -поглощения и $R \sim 4$ для поглощения пионов в ${}^4\text{He}$. К такому же выводу приходят авторы недавних измерений сечения поглощения пионов на ${}^3\text{He}$ [31]. Наконец, сечение поглощения π^+ -мезонов в ${}^3\text{He}$ было измерено при энергии 145 МэВ с помощью стримерной камеры, работавшей на пучке пионов синхроциклотрона ОИЯИ (Дубна) [32]. Получено следующее значение: $\sigma_{\text{abs}} = (5,4 \pm 1,5 \pm 11)$ мб (первая погрешность — статистическая, вторая — систематическая), что сравнимо с сечением поглощения на дейтроне при этих энергиях $\sigma_{\pi+d} (\text{abs}) = (11,8 \pm 0,5)$ мб [33].

Реальная часть амплитуды упругого $\pi^4\text{He}$ -рассеяния на нулевой угол $\text{Re } f(0)$. Сведения о значении реальной части амплитуды упругого рассеяния на нулевой угол были получены различными методами. В ряде работ [10, 16, 34—36] $\text{Re } f(0)$ была вычислена на основе дисперсионных соотношений, т. е. исходным экспериментальным материалом для получения $\text{Re } f(0)$ служили данные по полным сечениям $\pi^4\text{He}$ -взаимодействия. В [15] $\text{Re } f(0)$ извлекалась из анализа данных по дифференциальным сечениям упругого $\pi^4\text{He}$ -рассеяния, которые были измерены в широком интервале углов, включая область достаточно малых углов ($\theta \geq 4^\circ$). Правда, авторы [15] для определения $\text{Re } f(0)$ пользовались некоторой феноменологической формулой для амплитуды $\pi^4\text{He}$ -рассеяния. Однако их результаты, в целом, совпадают с выводами более последовательного рассмотрения, которое было проделано в [37]. Отметим, что метод экстраполяции в кулоновский полюс в сочетании с техникой конформного отображения, использованный в [37], не требует знания амплитуды пион-ядерного взаимодействия, и в этом смысле подход [37] является наиболее подходящим безмодельным способом для получения информации о $\text{Re } f(0)$ из данных по дифференциальным сечениям упругого рассеяния. Наконец, зависимость $\text{Re } f(0)$ от энергии можно получить и с помощью фазового анализа [38, 39].

На рис. 6. показана $\text{Re } f(0)$ упругого $\pi^4\text{He}$ -рассеяния, полученная различными методами. Сплошной линией нанесены результаты по дисперсионным соотношениям с одним вычитанием [39]:

$$\text{Re } f(\omega) = \text{Re } f(m_\pi) + \frac{2k_L^2}{\pi} \mathcal{P} \int_{\omega_0}^{\infty} \frac{x \text{Im } f(x) dx}{(x^2 - m_\pi^2)(x^2 - \omega^2)}, \quad (6)$$

где k — импульс пиона в л. с., $\omega = T_\pi + m_\pi$, $\text{Re } f(\omega)$ и $\text{Im } f(\omega)$ — реальная и мнимая части амплитуды упругого рассеяния на нулевой угол, а $\omega_0 \simeq 0$ — порог разреза за счет поглощения пиона. Точка,

в которой производилось вычитание, как обычно [40], бралась при $\omega = m_\pi$, где из данных по π -мезоатомам известна реальная и мнимая части длины $\pi^4\text{He}$ -рассеяния. Величина $\text{Im } f(\omega)$ аппроксимировалась диагональным паде-аппроксимантом $[4 \times 4]$. Приблизительно такое же поведение $\text{Re } f(\omega)$ получается и в других расчетах по дисперсионным соотношениям, которые отличаются друг от друга в основном способом продолжения $\text{Im } f(\omega)$ вне физической области (при $\omega < m_\pi$).

На рис. 6 показаны также результаты, полученные из анализа дифференциальных сечений упругого $\pi^4\text{He}$ -рассеяния. Как видно,

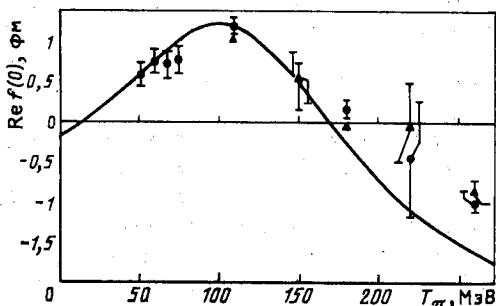


Рис. 6. Зависимость $\text{Re } f(0)$ от энергии пиона:

сплошная линия — результаты расчетов по дисперсионным соотношениям [39]. Значения $\text{Re } f(0)$ получены из анализа дифференциальных сечений: ● — из [37], ▲ — из [15]

они находятся в хорошем согласии с расчетами по дисперсионным соотношениям. Исключение составляет лишь точка при энергии $T = 260$ МэВ, где значение $\text{Re } f(0)$, полученное из анализа $d\sigma/d\Omega$, оказывается по абсолютной величине несколько меньше, чем $\text{Re } f(0)$, предсказываемая дисперсионными соотношениями. Эта ситуация подробно обсуждалась в [16], авторы которой показали, что подобное рассогласование нельзя ликвидировать ни различными выборами $\text{Im } f(\omega)$ в нефизической области ($\omega < m_\pi$), ни варьированием реальной части длины $\pi^4\text{He}$ -рассеяния. Они продемонстрировали, что результаты дисперсионных соотношений совпадают с данными [15] при $T = 260$ МэВ лишь в том случае, если предположить, что полные сечения $\pi^4\text{He}$ -рассеяния в области $T = 200 \div 800$ МэВ очень сильно (на 10—15 стандартных отклонений!) отличаются от измеренных σ_{tot} в [41, 42]. Поэтому авторы [16] предлагают перемерить полные сечения $\pi^4\text{He}$ -рассеяния в указанном выше диапазоне энергий для того, чтобы внести окончательную ясность в возникшую проблему несоответствия $\text{Re } f(0)$ при 260 МэВ.

Поведение фаз упругого $\pi^4\text{He}$ -рассеяния. Процедура извлечения фаз рассеяния из данных по упругому πA -рассеянию — фазовый анализ — достаточно хорошо разработана, и по сути дела фазовый анализ предоставляет исследователям дополнительную «квазиэкспериментальную» информацию. Однако по сравнению с непосредственными измерениями дифференциальных и полных сечений рас-

сеяния фазовый анализ (ФА) позволяет получить важные сведения о характере взаимодействия между частицей и ядром-мишенью в состояниях с разными угловыми моментами. Определение фаз $\pi^4\text{He}$ -рассеяния имеет еще и некоторую дополнительную цель. Дело в том, что рассеяние пионов на α -частичных ядрах, таких, как, например, ${}^{12}\text{C}$ или ${}^{16}\text{O}$, в некоторых подходах рассматривается таким образом, что в качестве элементарного берется не пион-нуклонное, а $\pi\alpha$ -взаимодействие. В таких моделях хорошее знание амплитуды $\pi^4\text{He}$ -рассеяния является в высшей степени необходимым.

Существуют два типа ФА: 1) так называемый независимый от энергии ФА, когда фазы рассеяния находятся подгонкой под экспериментальные данные при отдельных энергиях, и 2) зависящий от

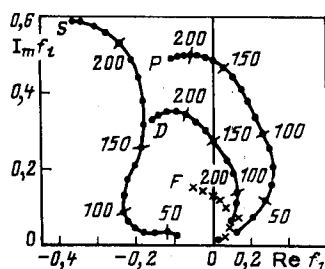


Рис. 7. Диаграмма Аргана для парциальных амплитуд упругого $\pi^4\text{He}$ -рассеяния, полученных в [38]. Все точки на кривых нанесены с интервалом 10 МэВ

энергии ФА, когда задается некоторая определенная зависимость амплитуды рассеяния от энергии, а параметры в этой формуле подгоняются так, чтобы добиться согласия с экспериментальными данными одновременно при всех энергиях. В случае $\pi^4\text{He}$ -рассеяния были выполнены оба типа ФА.

Зависящий от энергии фазовый анализ (ЗФА) упругого $\pi^4\text{He}$ -рассеяния был выполнен в [38]. Предполагалось, что парциальную S -матрицу

$$S_l(k) = 1 + 2i f_l/k \quad (7)$$

(здесь f_l — парциальная амплитуда рассеяния) можно представить в виде

$$S_l(k) = P_l(k)/Q_l(k), \quad (8)$$

где $P(k)$ и $Q_l(k)$ — некоторые полиномы с комплексными коэффициентами, являющимися параметрами подгонки.

На рис. 7 показана полученная в ЗФА диаграмма Аргана для различных парциальных амплитуд $\pi^4\text{He}$ -рассеяния. Видно, что на диаграмме Аргана все парциальные амплитуды описывают характерные резонансноподобные контуры в направлении против часовой стрелки. Однако такое поведение отнюдь не свидетельствует о возникновении в каждой парциальной волне резонанса в системе

пион — ядро (см., например, [43]). Просто пион-нуклонный резонанс P_{33} при взаимодействии пиона с ядром проектируется на пион-ядерные состояния с различным угловым моментом. В [39] продемонстрировано, что вклад πN -взаимодействия в P_{33} -волне определяет в значительной степени энергетическое поведение даже S -волнового $\pi^4\text{He}$ -рассеяния.

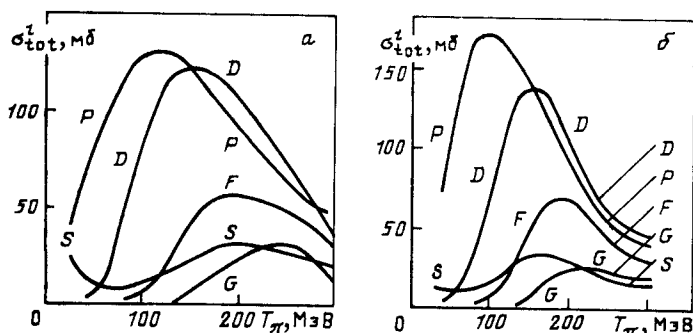


Рис. 8. Зависимость полных парциальных сечений σ_{tot}^l $\pi^4\text{He}$ -рассеяния от энергии:

а — полученная в ЗФА [38]; б — рассчитанная по оптической модели с потенциалом первого порядка [50]

На рис. 8, а показана полученная в ЗФА энергетическая зависимость парциального полного сечения σ_{tot}^l :

$$\sigma_{\text{tot}}^l = \frac{4\pi}{k^2} (2l + 1) \text{Im} f_l. \quad (9)$$

Видно, что практически для всех l полное парциальное сечение ведет себя резонансноподобным образом. Однако максимум σ_{tot}^l приходится на разные энергии. Если в F -волне максимум σ_{tot}^l находится при $T_{\text{max}} = 180 \div 200$ МэВ, то в D -волне $T_{\text{max}} = 150$ МэВ, а в P -волне $T_{\text{max}} = 120$ МэВ. Интересно, что такая же тенденция к сдвигу T_{max} наблюдалась и в фазовых анализах $\pi^{12}\text{C}$ и $\pi^{16}\text{O}$ -рассеяния [44, 45]. Во всех случаях наибольший сдвиг резонансной энергии T_{max} происходил в низших парциальных волнах. В состояниях же с большими l пион-ядерные полные парциальные сечения достигали максимума приблизительно при той же энергии, что и в свободном πN -рассеянии.

На рис. 8, б показаны парциальные полные сечения $\pi^4\text{He}$ -рассеяния, рассчитанные в оптической модели с потенциалом первого порядка (см. разд. 2). Видно, что и в этом теоретическом расчете максимум σ_{tot}^l в состояниях с разным l находится при разных энергиях, причем качественно зависимость T_{max} от l такая же, как

и в ЗФА. Весьма интересный физический результат можно получить, рассматривая поведение отношения $X_l = \sigma_{e1}^l / \sigma_{\text{tot}}^l$, где

$$\sigma_{e1}^l = \frac{4\pi}{k^2} |f_l|^2.$$

Результаты ЗФА указывают на то, что с ростом l отношение X_l уменьшается, т. е. в высших парциальных волнах рассеяние становится все более неупругим. Например, при $T = 200$ МэВ имеет место следующее убывание X_l :

$$X_l = 0,64, 0,51, 0,38, 0,13 \text{ для } l = 0, 1, 2, 3.$$

Возможность существования такой закономерности была отмечена Ленцем в [7], в которой указывалось на то, что отношение X_l в импульсном приближении определяется в основном соответствующей гармоникой ядерного формфактора:

$$X_l = \frac{\sigma_{e1}^l}{\sigma_{\text{tot}}^l} \sim \frac{|f_l|^2}{\text{Im } f_l} \sim F_l(q^2).$$

Ясно, что величина парциальной гармоники $F_l(q^2)$ должна уменьшаться с ростом l . С физической точки зрения уменьшение X_l должно происходить по Ленцу из-за того, что при больших l преобладают процессы квазиупругого рассеяния.

Фазовый анализ упругого $\pi^4\text{He}$ -рассеяния при отдельных энергиях был выполнен в [15, 46—49]. Ядерная амплитуда рассеяния параметризовалась стандартным образом:

$$f_{CN}(\theta) = \frac{1}{k} \sum_{l=0}^{L_{\text{max}}} (2l+1) e^{2i\sigma_l} f_l P_l(\cos \theta), \quad (10)$$

где σ_l — сдвиг фаз при рассеянии на чисто кулоновском потенциале, а парциальная амплитуда f_l описывается двумя параметрами:

$$f_l = \frac{1}{2i} (\eta_l e^{2i\delta_l} - 1). \quad (11)$$

Здесь δ_l — реальная часть ядерной фазы рассеяния, искаженная присутствием дальнедействующего кулоновского потенциала, а η_l — параметр неупругости, связанный с мнимой частью искаженной ядерной фазы ω_l следующим соотношением:

$$\eta_l = \exp(-2\omega_l). \quad (12)$$

Существенный недостаток фазового анализа при отдельных энергиях — его неоднозначность. Всегда можно получить несколько наборов фаз, дающих одно и то же дифференциальное сечение. Подробно проблема неоднозначностей ФА разобрана в [51, 52].

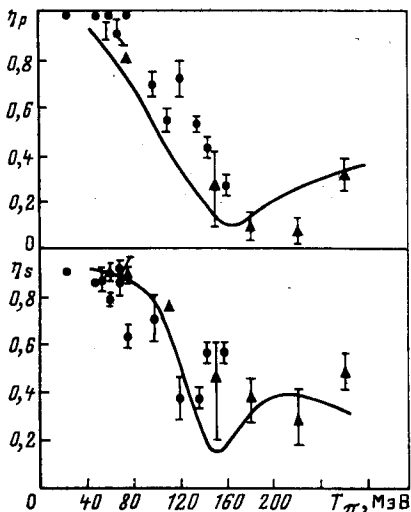


Рис. 9. Зависимость параметров неупругости η_S и η_P от энергии:

сплошная линия — результат расчетов по оптической модели с потенциалом первого порядка [50]. Точками показаны результаты ФА: \blacktriangle — из [15], \bullet — из [49]

Но уже из вида амплитуды рассеяния (10) ясно, что это полином по степеням $x = \cos \theta$. Его можно представить в виде

$$f_{CN}(\theta) = f_{CN}(0) \prod_{i=1}^{L_{\max}} \frac{(x-x_i)}{(1-x_i)}, \quad (13)$$

где $x = \cos(\theta)$, а x_i — комплексные числа, корни полинома (10). Любая замена x_i комплексно-сопряженным значением x_i^* не изменит величину

$|f_{CN}(\theta)|^2$. Однако при такой замене реальная и мнимая части $f_{CN}(\theta)$ изменяются, и, следовательно, меняются фазы рассеяния δ_i и ω_i . С помощью такого алгоритма можно для данного L_{\max} сконструировать $2^{L_{\max}}$ наборов фаз, дающих абсолютно одинаковую величину $|f_{CN}(\theta)|^2$ при всех углах рассеяния. Например, для описания $\pi^4\text{He}$ -рассеяния при $T = 200$ МэВ можно сконструировать 32 таких набора фаз. Тем не менее в [48] показано, что принципиально задача однозначного определения фаз упругого $\pi^4\text{He}$ -рассеяния вполне выполнима. Используя дополнительную информацию об аналитической структуре амплитуды рассеяния и об основных чертах пион-ядерного взаимодействия, удастся выделить один, наиболее приемлемый с физической точки зрения набор фаз.

Например, при малых энергиях $T < 75 \div 80$ МэВ имеются два набора решений, которые в равной степени описывают экспериментальные данные. Однако одно из них отвечает отсутствию поглощения в S -волне и большому поглощению в P -волне, а другое соответствует совершенно обратной ситуации — нет поглощения в P -волне ($\eta_P = 1$) и практически все пионы должны поглощаться из S -волнового состояния. Тщательный анализ показал, что в первом случае параметр η_S несколько превышает единицу, и это превышение находится за пределами погрешности в определении η_S . Следовательно, такое решение приводит к нарушению принципа унитарности и не может считаться приемлемым. Энергетическая зависимость параметров неупругости η_S и η_P , соответствующая правильному решению, показана на рис. 9. ■

2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ПИОН-ГЕЛИЕВОГО РАССЕЯНИЯ

Помимо феноменологического анализа, о котором шла речь в разд. 1, значительные усилия в последние два десятилетия были затрачены для достижения более фундаментального понимания характера взаимодействия пионов с легкими ядрами. Был разработан целый ряд теоретических моделей, в которых пион-ядерное рассеяние рассматривалось как последовательность элементарных актов взаимодействия пионов с нуклонами ядра. Как правило, основной отправной точкой для подобных подходов служила (существенно нерелятивистская) теория многократного рассеяния [1, 53]. (Для более подробного ознакомления с настоящим статусом этой теории см. [2, 3]).

Обычно предполагалось, что пион взаимодействует с i -м нуклоном ядра посредством потенциала v_i . Тогда пион-ядерную матрицу рассеяния $T(E)$ можно записать как

$$T(E) = \sum_{i=1} v_i + \sum_{i,j} v_i G(E) v_j + \sum_{i,j,k} v_i G(E) v_j G(E) v_k + \dots \quad (14)$$

где

$$G(E) = (E - K_\pi - H_A + i\varepsilon)^{-1}.$$

Здесь K_π — оператор кинетической энергии пиона и H_A — ядерный гамильтониан. Более удобно переопределить суммирование в (14) следующим образом:

$$\begin{aligned} T(E) = & \sum_{i=1} \tau_i(E) + \sum_{i \neq j} \tau_i(E) G(E) \tau_j(E) + \\ & + \sum_{\substack{i \neq j \\ j \neq k}} \tau_i(E) G(E) \tau_j(E) G(E) \tau_k + \dots \end{aligned} \quad (15)$$

и ввести матрицы $\tau_i(E)$

$$\tau_i(E) = v_i + v_i G(E) \tau_i(E), \quad (16)$$

которые описывают рассеяние пиона на i -м нуклоне, связанном в ядре.

Нам необходимо знать матричные элементы $\langle m | T(E) | n \rangle$ между полностью антисимметричными ядерными состояниями $|m\rangle$ и $|n\rangle$, для этого уравнение (15) можно переписать в более компактной форме

$$T(E) = A \tau(E) + (A - 1) \tau(E) G(E) T(E), \quad (17)$$

где A — число нуклонов в ядре. Однако величины, входящие в (17), являются еще очень сложными многочастичными операторами. Модели пион-ядерного рассеяния, о которых пойдет речь в настоящем разделе, по сути дела представляют собой различные аппроксимационные схемы для рассмотрения многочастичных аспектов пион-ядерной динамики. Наиболее важными многочастичными эффектами

ми, с которыми мы встречаемся при изучении пион-ядерного рассеяния, являются следующие:

1. *Эффекты связи нуклонов в ядре.* Так как рассеяние пиона происходит на нуклоне, связанном в ядре, матрица $\tau(E)$ отличается от матрицы рассеяния пиона на свободном нуклоне $t(E)$. Эта последняя величина извлекается из экспериментов по πN -рассеянию и служит основой для расчетов пион-ядерного взаимодействия. Поэтому мы должны, хотя бы приближенно, уметь выражать $\tau(E)$ в терминах $t(E)$.

2. *Некогерентность рассеяния.* Последний член в (17), записанный в точной матричной формулировке, выглядит следующим образом:

$$(A - 1) \sum_m \langle n' | \tau(E) | m \rangle \langle m | G(E) | m \rangle \langle m | T(E) | n \rangle. \quad (18)$$

Видно, что в процессе упругого или неупругого рассеяния пиона может участвовать очень много промежуточных состояний, включая состояния, отличающиеся от начального и конечного. Хорошо известно [2], что эффекты связи нуклонов и учет некогерентности рассеяния в пион-ядерном взаимодействии имеют намного меньшее значение, чем, например, в низкоэнергетическом нуклон-ядерном рассеянии. Однако для количественного воспроизведения недавних, очень точных, экспериментальных данных необходимо обязательно проводить учет этих эффектов.

3. *Аннигиляция пионов.* Из-за нерелятивистской природы теории многократного рассеяния полный набор промежуточных состояний в (18) содержит только состояния с одним пионом и A нуклонами. Следовательно, рассмотрение процессов, в которых пион поглощается на одном из нуклонов и испускается другим нуклоном, выходит уже за рамки подходов, основанных на чисто потенциальных представлениях о рассеянии. Однако поглощение пионов является доминирующим неупругим процессом в области низких энергий, и этот важный канал реакции необходимо учитывать при рассмотрении пион-ядерного рассеяния. К сожалению, соответствующие эффекты зачастую рассматриваются лишь на феноменологическом уровне.

Оптическая модель. Одной из первых теоретических схем, использованных для описания упругого пион-ядерного рассеяния, была так называемая оптическая модель (ОМ). Этот термин не очень хорош, так как вызывает напоминания о совершенно феноменологических моделях нуклон-ядерного рассеяния, где форма оптического потенциала выбиралась полупроизвольным образом. Отправным пунктом ОМ пион-ядерного рассеяния является соотношение (17). Вводятся проекционные операторы

$$P = |0\rangle\langle 0|, \quad Q = 1 - P, \quad (19)$$

которые осуществляют проектирование на основное ядерное состояние $|0\rangle$ и на все остальные ядерные состояния соответственно. После этого (17) можно переписать в виде

$$T'(E) = U(E) [1 + PG(E) T'(E)]; \quad (20)$$

$$U(E) = (A - 1) \tau(E) [1 + QG(E) U(E)]; \quad (21)$$

$$T'(E) = \frac{A-1}{A} T(E). \quad (22)$$

В стандартном подходе эффектами связи нуклонов пренебрегают, $\tau(E) \approx t(E)$ (импульсное приближение), помимо этого, не учитываются промежуточные возбуждения ядра, $U(E) \approx (A - 1) t(E)$ (приближение когерентного рассеяния). Тогда уравнение (20) сводится к двухчастичному уравнению типа Липпмана — Швингера:

$$\langle Q'0 | T(E) | 0Q \rangle = (A - 1) \langle Q'0 | t(E) | 0Q \rangle + \frac{(A-1)}{(2\pi)^3} \int \frac{\langle Q'0 | t(E) | 0Q'' \rangle \langle Q''0 | T(E) | 0Q \rangle}{E - E(Q'') + i\epsilon} dQ'', \quad (23)$$

где Q' и Q — относительные импульсы в системе центра масс (ц. м.) пион — ядро в конечном и начальном состояниях соответственно.

Оптический потенциал

$$\langle Q'0 | U(E) | 0Q \rangle = (A - 1) \langle Q'0 | t(E) | 0Q \rangle \quad (24)$$

в статическом приближении, т. е. в пренебрежении ферми-движением нуклона ядра, имеет очень простую форму:

$$\langle Q'0 | U(E) | 0Q \rangle = (A - 1) \langle Q' | t(E) | Q \rangle * F_0(Q' - Q), \quad (25)$$

где $F_0(Q' - Q)$ — ядерный формфактор, т. е. фурье-образ ядерной плотности в основном состоянии.

Для того чтобы полностью определить оптический потенциал (25), необходимо задать экстраполяцию пион-нуклонной матрицы рассеяния вне энергетической поверхности. Это вызвано тем, что для решения уравнения (23) надо знать для πN -взаимодействия t -матрицу при $|Q'| \neq |Q|$. Ограничиваясь только S - и P -волновым πN -взаимодействием,

$$\langle Q' | t(E) | Q \rangle = b(E) + c(E) Q'Q, \quad (26)$$

приходим в координатном представлении к хорошо известному потенциалу типа Кисслингера [54]. Коэффициенты $b(E)$ и $c(E)$ выражаются через фазы пион-нуклонного рассеяния.

Позднее была разработана модель пион-нуклонных сепарабельных потенциалов [55] и с ее помощью получена более реалистическая экстраполяция t -матрицы вне энергетической поверхности для πN -взаимодействия. Пион-нуклонная парциальная амплитуда

$f_{it}^j(Q', Q, E)$, характеризующаяся значениями углового момента \tilde{l} , полным спином j и изоспином t , записывалась в виде

$$f_{it}^j(Q', Q, E) = \frac{g_{it}^j(Q') g_{it}^j(Q)}{[g_{it}^j(k)]^2} f_{it}^j(k, k, E), \quad (27)$$

где импульс k соответствовал энергии E , а $g_{it}^j(Q)$ — сепарабельные пион-нуклонные потенциалы. Использование сепарабельных потенциалов приводит к появлению в выражении (25) для оптического потенциала дополнительной нелокальности [помимо члена $Q' \cdot Q$ в (26)], которая является проявлением конечного радиуса пион-нуклонного взаимодействия.

В дальнейшем было определено, что коррекции к статическому приближению существенно улучшают согласие расчетов по ОМ с экспериментальными данными. Вместо пренебрежения зависимостью матричных элементов $\langle 0Q' | t(E) | Q0 \rangle$ от импульса нуклона было выполнено вычисление этих матричных элементов при некоторых эффективных импульсах нуклона в начальном и конечном состояниях [56—59]. После выполнения так называемого углового преобразования оптический потенциал тогда опять выражается в факторизованном виде (ядерный формфактор, умноженный на πN -амплитуду), однако теперь ошибка такой факторизации может быть оценена; она равна по порядку величины квадрату отношения массы пиона к массе нуклона ($\sim 1/50$) [60].

Детальные вычисления упругого рассеяния пионов на ${}^4\text{He}$ в рамках такого подхода были сделаны Ландау и Томасом [58, 59] и другими авторами [61]. При вычислении матричного элемента $\langle 0Q' | t(\tilde{E}) | Q0 \rangle$ использовалась трехчастичная кинематика для системы пион-нуклон — кор. Хотя расчеты были сделаны в импульсном приближении, некоторая часть эффектов связи нуклона в ядре все же учитывалась с помощью так называемого «сдвига по энергии», т. е. энергия \tilde{E} как-то сдвигалась относительно энергии реакции E . Этот сдвиг был подобран из экспериментальных данных по $\pi^4\text{He}$ -рассеянию. В области низких энергий ($E \leq 100$ МэВ) в оптический потенциал добавлялся некоторый феноменологический член, описывающий влияние процессов рождения и поглощения пиона в промежуточном состоянии.

Результаты расчетов [59] полного упругого σ_{el} и полного сечения реакции σ_{tot} по такой модели приведены на рис. 10. Видно, что теоретические расчеты довольно хорошо воспроизводят экспериментальные данные в области резонансных энергий. Зная мнимую часть амплитуды упругого рассеяния вперед $F(0)$, можно по оптической теореме записать следующее соотношение:

$$\frac{4\pi}{k} F(0) = \sigma_{el} + \sigma_{in} = \sigma_{el} - \frac{2}{k} \langle \Psi^{(-)} | \text{Im } U | \Psi^{(+)} \rangle. \quad (28)$$

Возникает вопрос, какие процессы неупругого $\pi^4\text{He}$ -рассеяния учитываются, когда сечение σ_{in} вычисляется через матричный элемент от мнимой части $\text{Im } U$ оптического потенциала (25) по волновым функциям $\Psi^{(\pm)}$ упругого пион-ядерного рассеяния? В [62, 63] было установлено, что таким образом описываются в основном процессы квазиупругого рассеяния пиона ($\pi + A \rightarrow \pi + N + A'$) без учета взаимодействия выбиваемого нуклона N в конечном состоянии. Так как квазиупругое рассеяние является основным каналом

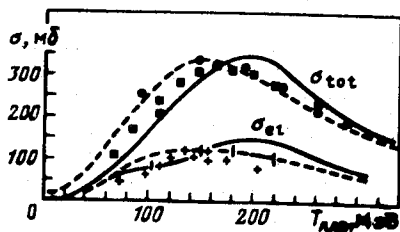


Рис. 10. Результаты расчетов [59] σ_{tot} и σ_{el} $\pi^4\text{He}$ -рассеяния:

сплошная линия — трехчастичный выбор энергии; пунктир — двухчастичный выбор энергии без учета коррекций на связь нуклона в ядре

неупругого рассеяния в резонансной области энергий [см. разд. 1], то неудивительно, что в ОМ довольно хорошо описываются величины σ_{el} , σ_{in} и σ_{tot} . Подчеркнем, что, как правило, расчеты в импульсном приближении приводят к завышению сечений квазиупругого рассеяния, и именно это обстоятельство компенсирует отсутствие в ОМ канала аннигиляции пиона.

Совсем другая ситуация наблюдается в области очень маленьких энергий ($E \leq 30$ МэВ), где недавно были выполнены очень точные эксперименты [64]. Оказывается, что существующие феноменологические способы учета аннигиляции пиона и рецепты для имитирования эффектов связи нуклона с помощью «энергетического сдвига» являются слишком грубыми и неспособными правильно описать экспериментальные данные.

Эффекты связи нуклона играют довольно заметную роль в $\pi^4\text{He}$ -рассеянии при очень низких энергиях [65—68], а также при определении длин $\pi^4\text{He}$ -рассеяния [69—71]. В этой области требуется тщательная формулировка импульсного приближения, так как ниже порога неупругих реакций необходимо точное соблюдение принципа уругой унитарности.

Оптическая модель, рассмотренная выше, была использована также для анализа рассеяния пионов на ${}^3\text{He}$. В этом случае оптический потенциал имеет более сложную структуру из-за того, что спин и изоспин ${}^3\text{He}$ отличны от нуля ($J = T = 1/2$). Тогда процедура усреднения по ядерным волновым функциям, аналогичная (24), приводит к такому оптическому потенциалу:

$$\langle Q'0 | U(E) | 0Q \rangle = (A - 1) \left\{ B_0 F_0(q) + \frac{2}{A} (tT) B_T F_T(q) + \frac{2}{A} i \mathbf{J} \cdot \mathbf{Q} \times \mathbf{Q}' [B_S F_S(q) + 2(tT) B_{ST} F_{ST}(q)] \right\}, \quad (29)$$

где B_i , $i = 0, S, T$ и ST — соответствующие комбинации πN -парциальных амплитуд, а $F_i(q)$ — ядерные формфакторы, которые связаны с распределением по массе, заряду и спину в ядре ${}^3\text{He}$. Из-за того, что спиновые и изоспиновые эффекты зависят от атомного номера ядра как $1/A$, они важнее для π - ${}^3\text{He}$ -рассеяния, нежели при рассеянии пионов на более тяжелых ядрах.

Имелось несколько попыток исследовать чувствительность π - ${}^3\text{He}$ -рассеяния к деталям ядерной структуры и даже получить некоторую информацию об ядерной структуре ${}^3\text{He}$ из реакции с пионами. Было установлено [72], что упругое π - ${}^3\text{He}$ -рассеяние и реакция перезарядки в аналоговое состояние $\pi^- + {}^3\text{He} \rightarrow \pi^0 + {}^3\text{H}$ довольно чувствительны к примесям S' - и D -состояний в волновой функции ${}^3\text{He}$ (такой ситуации нет для π - ${}^3\text{He}$ -рассеяния). Это обстоятельство было использовано Р. Ландау [73] для определения магнитного радиуса R_m ядра ${}^3\text{He}$ из данных по упругому рассеянию и перезарядке. Эти работы претендовали на разрешение существующего противоречия между значениями R_m , полученными в разных экспериментах по рассеянию электронов на ядрах [74]. К сожалению, более тщательный анализ показал [75, 76], что чувствительность расчетов изучаемых сечений к R_m явно недостаточна для решения такой задачи.

Связь между рассеянием пионов и электронов на трехнуклонной системе изучалась в [77]. Если формфакторы $F_0(q)$ и $F_T(q)$, входящие в уравнение (29), могут быть с достаточной точностью определены из анализа формфакторов, измеряемых в упругом e - ${}^3\text{He}$ - и e - ${}^3\text{H}$ -рассеянии, то для формфакторов $F_S(q)$ и $F_{ST}(q)$, вообще говоря, нельзя непосредственно пользоваться информацией из электрон-ядерного рассеяния. Дело в том, что в магнитные формфакторы электрон-ядерного рассеяния дают существенный вклад эффекты мезонных обменных токов, которые должны быть выделены для того, чтобы этой информацией можно было воспользоваться для расчета пион-ядерных характеристик. Такая процедура выделения эффектов мезонных обменных токов была сделана в [77], и расчеты по ОМ с потенциалом (29) привели к довольно разумному согласию с экспериментальными данными по упругому рассеянию пионов в резонансной области (рис. 11). Для сравнения на рис. 11 приведены результаты расчетов с тремя значениями R_m , показана также роль эффектов мезонного обмена.

Учет эффектов высших порядков. Наиболее прямой путь, каким можно приближенно учитывать некоторые многочастичные эффекты, состоит в том, что в разложении оптического потенциала (21) удерживаются первые два члена

$$U(E) = (A - 1) \tau(E) + (A - 1)^2 \tau(E) QC(E) \tau(E). \quad (30)$$

Если та же самая процедура проводится в уравнении, связывающем матрицы $\tau(E)$ и $t(E)$:

$$\tau(E) = t(E) + t(E) [G(E) - d(E)] \tau(E) \quad (31)$$

(здесь $d(E)$ — функция Грина рассеяния пиона на свободном нуклоне), то мы приходим к оптическому потенциалу, который содержит

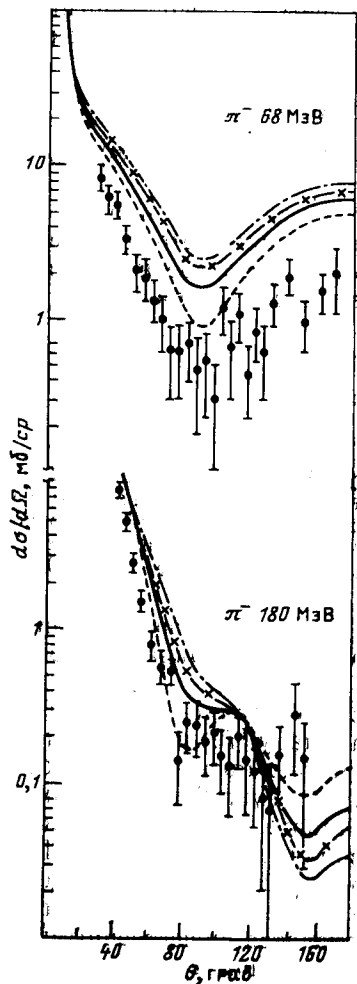


Рис. 11. Дифференциальные сечения упругого π - ${}^3\text{He}$ -рассеяния для разных значений магнитного радиуса ${}^3\text{He}$ R_m : — $R_m = 1,95$ фм; - - - $R_m = 1,75$ фм; —●— $R_m = 2,15$ фм; —×— $R_m = 1,95$ фм, но без учета эффектов мезонного обмена. Экспериментальные данные взяты из работы [77].

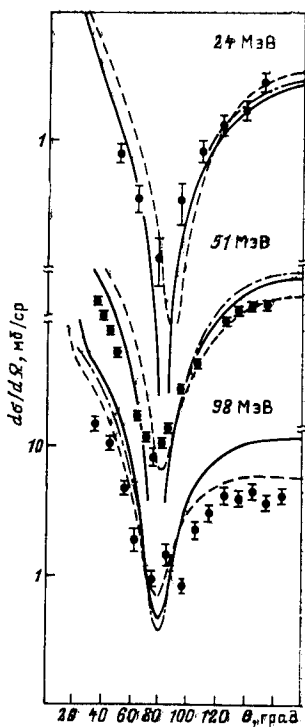


Рис. 12. Дифференциальные сечения упругого π - ${}^4\text{He}$ -рассеяния: штриховая, сплошная и штрихпунктирная линии соответствуют вычислениям по ОМ с потенциалами $U^{(1)}$, $U^{(1)} + U^{(2)}$ и $U^{(1)} + U^{(2)}$ без учета коррекций, связанных с отдачей [50].

как коррекции к приближению когерентного рассеяния, так и учитывает некоторые эффекты связи нуклона, квадратичные по степеням свободной t -матрицы рассеяния. Важно, чтобы обе эти поправки

учитывались одновременно, так как они имеют тенденцию взаимно уничтожать друг друга [50, 78].

Обычно применяют приближение полноты, т. е. полагают, что все промежуточные состояния вырождены и имеют энергию основного состояния. Тогда оптический потенциал второго порядка можно записать в следующем виде:

$$\langle Q'0 | U^{(2)}(E) | Q0 \rangle = (A-1) \langle Q'0 | t(E) | Q0 \rangle + \frac{(A-1)^2}{(2\pi)^3} \int'' \frac{\langle Q'0 | t(E) | 0p \rangle \langle p0 | t(E) | Q0 \rangle}{E - E(p) + i\epsilon} C(Q' - p, p - Q) d^3p. \quad (32)$$

Здесь символ «0» означает, что только скалярная и изоскалярная части оператора 0 дают вклад в оптический потенциал в случае ядер с нулевым спином и изоспином. $C(q_1, q_2)$ обозначает ядерную корреляционную функцию для основного состояния. В случае

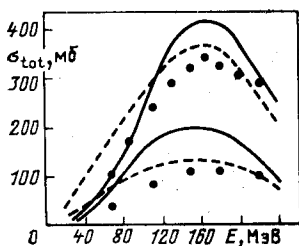


Рис. 13. Результаты расчетов [50] полного и упругого сечений π^- - ^4He -рассеяния в ОМ с учетом потенциала второго порядка $U^{(2)}$ (сплошные линии) и без учета $U^{(2)}$ (штриховые линии). Экспериментальные данные: ● — из [10, 15]

$\pi^3\text{He}$ -рассеяния, из-за более сложной спиновой и изоспиновой структуры ^3He , потенциал второго порядка имеет несколько другой, более сложный вид [72, 80].

Различные типы корреляций рассматривались при вычислении оптического потенциала (32). Так, Вакамацу [79] показал, что в рассматриваемой нами области энергий можно пренебречь короткодействующими корреляциями, связанными с нуклон-нуклонным отталкиванием. Оказалось, что даже для такого легкого ядра, как ^4He , корреляции, связанные с отдачей, довольно малы (рис. 12). Наиболее важный вклад в потенциал второго порядка для $\pi^4\text{He}$ -рассеяния дают процессы двойного зарядового обмена в промежуточном состоянии [50]. В области Δ_{33} -резонанса становятся существенными и процессы двойного спин-флипа в промежуточном состоянии.

Учет эффектов второго порядка приводит к улучшению согласия теоретических расчетов с экспериментальными данными при энергиях $T < 100$ МэВ по сравнению с тем описанием, которое было получено в расчетах с оптическим потенциалом первого порядка. Однако в резонансной области, как видно из рис. 13, добавление потенциала второго порядка, наоборот, ухудшает степень описания экспериментальных данных. Такая ситуация возникает, по всей видимости, из-за медленной сходимости (или вообще расходимости) итеративного разложения (30) в этом энергетическом диапазоне.

Недавно для описания $\pi^4\text{He}$ -рассеяния был использован метод, основанный на рассмотрении эволюции системы по константе связи [81]. Этот подход по своему физическому содержанию аналогичен ОМ с потенциалом второго порядка, он отличается от ОМ способом учета двухчастичной унитарности.

Значительный прогресс был достигнут в описании $\pi^3\text{He}$ -рассеяния в рамках четырехчастичных уравнений Фадеева — Якубовского [82] и их приближенного решения [83].

Метод связанных каналов. Другой возможностью учета возбуждения ядра в промежуточном состоянии является расширение пространства состояний, которые учитываются точно, и соответственное переопределение проекционных операторов P и Q в (20), (21). Используя импульсное приближение и пренебрегая состояниями из Q -пространства, мы приходим тогда (см. [85]) к системе связанных интегральных уравнений

$$\langle Q'n | T(E) | 0Q \rangle = \langle Q'n | U(E) | 0Q \rangle + \frac{1}{(2\pi)^3} \sum_{m \in P} \frac{\langle Q'n | U(E) | mp \rangle \langle pm | T(E) | 0Q \rangle}{E - E_m(p) + i\epsilon} d^3p, \quad (33)$$

где матричные элементы оптического потенциала $U(E)$ аналогичны (25). По сравнению с ОМ второго порядка в таком подходе учитывается только несколько низколежащих возбужденных состояний, но зато этот учет производится во всех степенях по t -матрице.

Вычисления, в которых для ядра ${}^4\text{He}$ использовалось P -пространство, состоящее из всех $1p - 1\hbar$ возбужденных состояний, продемонстрировали лучшее согласие с экспериментальными данными, нежели расчеты по ОМ с потенциалом первого порядка [84]. Особенно это касается улучшения описания дифференциальных сечений упругого $\pi^4\text{He}$ -рассеяния.

Модель Глаубера. Хотя естественной областью применения модели Глаубера является физика высоких энергий, этот подход был несколько раз использован для описания упругого $\pi^4\text{He}$ -рассеяния, даже при таких низких энергиях, как $T \sim 30$ МэВ. Модель Глаубера представляет совершенно другую аппроксимационную схему для рассмотрения ряда многократного рассеяния (15), чем теоретические схемы, о которых шла речь ранее. Помимо приближения полноты, в модели Глаубера используется эйкональное приближение, которое состоит в пренебрежении квадратичными членами по переданному импульсу в функции Грина $G(E)$. В результате ряд (15) становится конечным, содержащим только члены, соответствующие рассеянию вплоть до A -кратного. Однако в промежуточных состояниях никаких ограничений на кратность рассеяния не возникает, поэтому модель Глаубера учитывает все те же корреляции, что и ОМ с потенциалом второго порядка плюс еще корреляции более высших порядков.

Детальные вычисления по модели Глаубера были выполнены для описания рассеяния пионов на ${}^4\text{He}$ и ${}^3\text{He}$ в области энергий $100 \leq T \leq 400$ МэВ [86]. Они показали довольно удивительное согласие с экспериментальными данными (рис. 14). Была исследована применимость модели Глаубера и показано, что ее использование вполне обосновано лишь при энергиях выше $T \sim 180 \div 200$ МэВ.

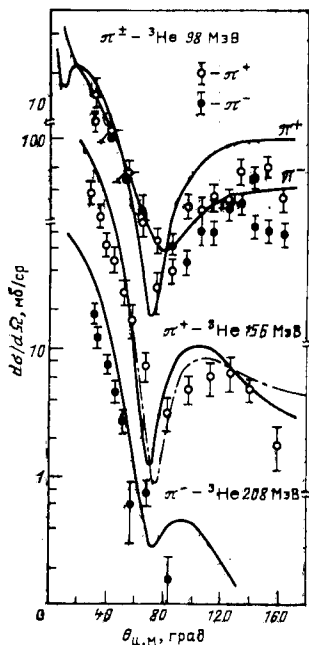


Рис. 14. Дифференциальные сечения π^\pm -рассеяния:

сплошные линии — результаты расчетов по модели Глаубера из [86]; штрихпунктирной линией при 155 МэВ показаны результаты расчета, в котором пренебрегались коррекциями, связанными с отдачей; экспериментальные данные взяты из [87]

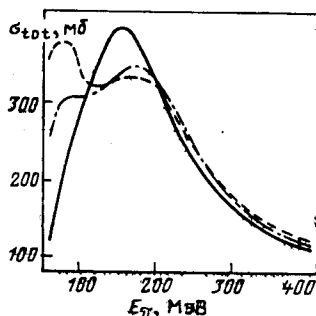


Рис. 15. Полное сечение π^+ -рассеяния из [86]:

сплошная кривая — результаты расчетов по оптической модели; пунктир — по модели Глаубера; штрихпунктир — ОМ с использованием эйконального приближения для функции Грина $G(E)$

Это отчетливо видно из рис. 15, на котором представлены результаты расчетов по оптической модели и модели Глаубера, роль эйконального приближения продемонстрирована явным образом.

Модель изобар-дырочных возбуждений. В последние годы все большую популярность и распространение получила модель изобар-дырочных возбуждений. В этой теоретической схеме предполагается, что Δ -изобара является стабильной частицей со своим собственным гильбертовым пространством, а действительную массу и конечную ширину она приобретает только за счет связи с nN -пространством [88]. Давайте введем следующие проекционные операторы: P — осуществляющий проектирование на подпространство состояний пиона и ядра в основном состоянии; D — на пространство состояний с одной Δ -изобарой и $(A - 1)$ нуклонами, и Q — который проектирует на все остальные состояния. Тогда, используя уравнение Шредингера

$$(E - H) |\Psi\rangle = 0$$

и стандартную алгебру проекционных операторов ($P + Q + D = 1$, и $P^2 = P$ и т. д.), можно получить систему связанных уравнений:

$$\begin{aligned} (E - H_{PP}) P |\Psi\rangle &= H_{PD} D |\Psi\rangle + H_{PQ} Q |\Psi\rangle; \\ (E - H_{QQ}) Q |\Psi\rangle &= H_{QD} D |\Psi\rangle + H_{QP} P |\Psi\rangle; \\ (E - H_{DD}) D |\Psi\rangle &= H_{DP} P |\Psi\rangle + H_{DQ} Q |\Psi\rangle, \end{aligned}$$

где $H_{PP} = P \cdot H \cdot P$ — пион-ядерный нерезонансный гамильтониан и т. д. Основное предположение модели состоит в том, что гамильтонианами H_{PQ} и H_{QP} пренебрегают, т. е. считают, что состояния из Q -пространства не могут быть непосредственно связаны с состояниями из P -пространства, но только через состояния D -пространства. Тогда можно получить [88] следующее выражение для пион-ядерной матрицы рассеяния:

$$T_{CP} = H_{CD} \frac{1}{E - H_{DD} - H_{DP} \frac{1}{E - H_{PP}} H_{PD} - H_{DQ} \frac{1}{E - H_{QQ}} H_{QD}} H_{DP}, \quad (34)$$

где $C = P$ (упругое рассеяние) или $C \in Q$ (неупругое рассеяние или процесс поглощения пиона). В случае упругого пион-ядерного рассеяния матрица T_{PP} удовлетворяет уравнению Липпмана — Швингера с оптическим потенциалом

$$U_{PP} = H_{PD} \frac{1}{E - H_{DD} - H_{DQ} \frac{1}{E - H_{QQ}} H_{QD}} H_{DP} + U^{NR}. \quad (35)$$

Расчеты в изобар-дырочной модели начинаются с построения матричного элемента H_{PQ} , который описывает связь между P - и D -пространствами. Его роль аналогична той, которую играет знание свободной t -матрицы для πN -рассеяния в случае ОМ. Обычно для H_{PD} выбирают следующую форму:

$$|H_{PD} = f \text{S} q g(q) \text{T}, \quad (36)$$

где $\text{S}(\text{T})$ — оператор перехода между объектом со спином (изоспином) $1/2$ и объектом со спином (изоспином) $3/2$; $g(q)$ — вершинная функция $\pi N \Delta$ [похожая на ту, что имеется в (27)]; q — относительный импульс в системе пион-нуклон, а константа связи f определяется подгонкой формы свободного Δ_{33} -резонанса с помощью некоторого брейт-вигнеровского выражения. Нерезонансный оптический потенциал U^{NR} конструируется таким же путем, как $U(E)$ из (25) в предположении о том, что из t -матрицы πN -рассеяния удален резонансный полюс.

Далее, гамильтониан изобары имеет вид

$$H_{DD} = T_{\Delta}^{\text{kin}} + U_{\Delta}, \quad (37)$$

где U_{Δ} отвечает искажению распространения изобары в поле ($A - 1$) нуклонов. Член

$$U_{in} = H_{DQ} \frac{1}{E - H_{QQ}} H_{QD} \approx R(E) - i\Gamma(E)/2 - \delta W + U_{sp}(E) \quad (38)$$

представляет вклад всех остальных каналов неупругого пион-ядерного рассеяния. Существуют два основных канала неупругого пион-ядерного рассеяния в области энергий $80 \leq T \leq 300$ МэВ: квазиупругое рассеяние пионов и аннигиляция пионов. Вклад от первого из них аппроксимируется в (38) членом $R(E) - i\Gamma(E)/2 - \delta W$, а от второго — членом U_{sp} , который иногда называют «размазывающим потенциалом». Что касается квазиупругого рассеяния (процессов $\pi + A \rightarrow \pi + N + A'$), то обычно делаются следующие утверждения. Если бы изобара была полностью свободной частицей, то вклад πN -канала должен был бы описываться просто некоторым резонансом с массой $R(E)$ и шириной $\Gamma(E)$. Обе эти величины можно было бы выразить в виде некоторой вершинной функции $g(q)$. Однако из-за принципа Паули состояния, занятые нуклонами кора, запрещены. Это находит отражение в добавлении коррекции δW . Таким образом, квазиупругое рассеяние в модели изобар-дырочных возбуждений во многом аналогично рассмотрению в ОМ. Например, в случае $\pi^4\text{He}$ -рассеяния коррекция δW есть та же самая величина, что и спин-изоспиновая часть оптического потенциала второго порядка [32].

Форма U_{Δ} , и особенно U_{sp} известны не очень хорошо. Есть общее согласие в том, что U_{Δ} должен иметь такую же величину, как и потенциал взаимодействия нуклон-кор, а вид его для вычислений $\pi^4\text{He}$ -рассеяния выбирался в гауссовой форме [18, 89].

Потенциал $U_{sp}(E)$ определяется чисто феноменологическим образом, параметры его просто подгоняются так, чтобы воспроизвести σ_{tot} и дифференциальное сечение упругого рассеяния вперед при всех рассматриваемых энергиях. Необходимо подчеркнуть, что коррекция на связь изобары в поле ядра U_{Δ} и «размазывающий потенциал» $U_{sp}(E)$ входят в оптический потенциал (35) полностью на одной и той же основе, и нет возможности определить их по отдельности.

После того как форма знаменателя в уравнении (34) зафиксирована, производится диагонализация этого уравнения, например, в базе функций гармонического осциллятора в пространстве $\Delta - (A - 1)$ нуклонов. Тогда амплитуда упругого рассеяния приобретает следующий вид:

$$\langle Q'0 | T_{PP} | 0Q \rangle = \sum_{\alpha} \frac{\langle Q'0 | H_{PD} | \alpha \rangle \langle \alpha | H_{DP} | 0Q \rangle}{E - E_{\alpha} - i\Gamma_{\alpha}/2}, \quad (39)$$

где $|\alpha\rangle$ — собственные состояния. Оказывается, что для каждой непериферической ($l < kR_A$) пион-ядерной парциальной волны име-

ется только одно состояние, которое исчерпывает практически всю силу перехода между основным состоянием пион-ядро и состояниями Δ -дырка. Или, говоря по-другому, в области резонанса в низших парциальных волнах образуются сильные коллективные пион-ядерные состояния. Этот важный результат был получен для рассеяния пионов на всех ядрах с заполненными оболочками, изучавшимися до сих пор [89—91]. Его ни в коем случае нельзя считать следствием заложенных в теории предположений.

Полезно провести более детальное сравнение физического содержания изобар-дырочной и оптической моделей. Для этого определим в D -пространстве следующий набор базисных функций:

$$|d_{ik}\rangle = |\Delta_i\rangle \otimes |\psi_k^{(A-1)}\rangle \quad (40)$$

здесь индексы i и k отмечают состояния изобары и кора ($A - 1$) нуклонов соответственно. Набор функций (40) выбран так для того, чтобы диагонализировать гамильтониан изобары

$$(E_i - H_{DD}) |d_{ik}\rangle = 0.$$

Такая процедура диагонализации была бы, конечно, довольно непрактичной для настоящих вычислений, но мы будем использовать ее только для того, чтобы прояснить связь между формализмами изобар-дырочной модели и теорией многократного рассеяния. Взаимоотношение между ними проявляется не очень ясно, если непосредственно обращаться к уравнению (39), которое получено при другой процедуре диагонализации.

Чтобы упростить последующие рассуждения, пренебрежем вкладом нерезонансного пион-ядерного рассеяния и сделаем следующее разделение:

$$E - H_{DD} - H_{DQ} - H_{DQ} \frac{1}{E - H_{QQ}} H_{QD} = e + h, \quad (41)$$

где e и h — диагональная и недиагональная части знаменателя уравнения (35) соответственно. Тогда

$$e |d_{ik}\rangle = (E - E_i - R_{ik} + i\Gamma_{ik}/2) |d_{ik}\rangle$$

и $\langle d_{i'k'} | h | d_{ik}\rangle \neq 0$ для всех случаев, кроме $i' = i$, $k' = k$. Использование разбienia (41) приводит к такому итеративному ряду для оптического потенциала (35):

$$U_{PP} = H_{PD} \frac{1}{e} H_{DP} + H_{PD} \frac{1}{e} h \frac{1}{e} H_{DP} + \dots \quad (42)$$

Давайте рассмотрим подробнее первый член в (42):

$$\langle Q'0 | U_{PP}^{(1)} | 0Q \rangle = \sum_{ik} \frac{\langle Q'0 | H_{PD} | d_{ik} \rangle \langle d_{ik} | H_{DP} | 0Q \rangle}{E - E_i - R_{ik} - i\Gamma_{ik}/2}. \quad (43)$$

Обычно полагают, что вершинный оператор H_{PD} не перенормируется в ядерной среде, т. е. его выражение (36) для свободного рас-

сеяния в ядре не изменяется. Можно показать, что такое допущение гораздо слабее, нежели предположение о справедливости импульсного приближения. Так как H_{PD} [см. (36)] действует только на переменные изобары, то

$$\begin{aligned} & \langle Q'0 | U_{PP}^{(1)} | Q0 \rangle = \\ & = A \sum_{ik} \int \frac{\langle Q'p' | H_{PD} | \Delta_i \rangle \langle \Delta_i | H_{DP} | Qp \rangle}{E - E_i - \bar{R}_{ik} + i\bar{\Gamma}_{ik}/2} \rho^{(k)}(p'p) d^3p' d^3p. \end{aligned} \quad (44)$$

Здесь Q' (Q) и p' (p) — импульсы пиона и нуклона в конечном (начальном) состояниях. Далее,

$$\rho^{(k)}(p'p) = \langle 0 | p'k \rangle \langle kp | 0 \rangle \quad (45)$$

является матрицей ядерной плотности, когда кор занимает состояние k . Выражение

$$\langle Q'p' | \tau(E) | pQ \rangle = \sum_i \frac{\langle Q'p' | H_{PD} | \Delta_i \rangle \langle \Delta_i | H_{DP} | Qp \rangle}{E - E_i - \bar{R}_{ik} + i\bar{\Gamma}_{ik}/2} \quad (46)$$

должно интерпретироваться как пион-нуклонная матрица рассеяния, модифицированная в ядерной среде.

Несмотря на то что τ -матрица, определяемая соотношением (46), является менее общей, чем точная $(A+1)$ -частичная τ -матрица из (16), все-таки в ней учитывается искажение распространения Δ посредством потенциала U_{Δ} . Именно на таком уровне в изобар-дырочной модели учитываются эффекты связи. Только после того как в (46) делается приближение полноты по всем состояниям изобары, мы приходим к свободной пион-нуклонной матрице рассеяния

$$\begin{aligned} \langle Q'p' | t(E - \Delta E_k) | pQ \rangle &= \langle Q'p' | H_{PQ} | Q' + p' \rangle \times \\ &\times \langle p + Q | H_{QP} | Qp \rangle (E - \bar{E} - \bar{R}_k + i\bar{\Gamma}_k/2)^{-1}. \end{aligned} \quad (47)$$

В импульсном приближении потенциал первого порядка будет теперь иметь вид

$$\begin{aligned} \langle Q'0 | U_{PP}^{(1)} | 0Q \rangle &= A \sum_k \int \langle Q'p' | t(E - \Delta E_k) | pQ \rangle \rho^{(k)}(p'p) \times \\ &\times d^3p' d^3p. \end{aligned} \quad (48)$$

Воспользуемся опять приближением полноты, положив $\Delta E_k = \Delta \bar{E}$ для k . Тогда оптический потенциал первого порядка примет факторизованный вид:

$$\langle Q'0 | U_{PP}^{(1)} | 0Q \rangle = A \langle Q' | t(E - \Delta \bar{E}) | Q \rangle F_0(q). \quad (49)$$

Аналогично второй член в (42) можно также переписать в виде

$$U_{PP}^{(2)} = A(A-1) \tau \frac{Q}{E - H_{QQ}} \tau. \quad (50)$$

Все оставшиеся члены более высоких порядков в (42) могут быть также сопоставлены с членами итеративного разложения оптического потенциала (21), которые имеют прозрачный физический смысл.

Вернемся теперь к обсуждению результатов недавно выполненных расчетов пион-ядерного рассеяния в рамках формализма изобар-дырочной модели. По сравнению с оптическим потенциалом первого порядка (24) оптический потенциал изобар-дырочной модели (35) имеет дополнительную нелокальность, которая возникает за счет учета искажения распространения изобары посредством по-

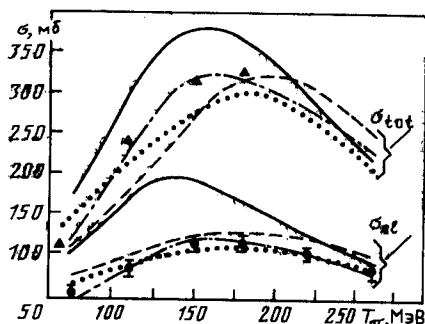


Рис. 16. Полное и упругое сечения $\pi^4\text{He}$ -рассеяния:

теоретические кривые соответствуют разным выборам величины W_0 в размазывающем потенциале $U_{sp}(r) = W_0 \exp(-\beta r^2)$: — — — $W_0 = 0$; - - - - $W_0 = 60$ МэВ; $W_0 = 40 - 1.30$ МэВ; \blacktriangle — из подгонки W_0 по экспериментальным данным для σ_{tot} и $\text{Ref}(0)$ (из [18])

тенциала $U_{\Delta} + U_{sp}(E)$. Роль этой нелокальности была проанализирована в [92], где показано, что введение такой нелокальности необходимо для правильного воспроизведения дифференциальных сечений упругого $\pi^4\text{He}$ -, $\pi^{12}\text{C}$ - и $\pi^{16}\text{O}$ -рассеяния.

Детальное изучение $\pi^4\text{He}$ -рассеяния в формализме изобар-дырочной модели было выполнено в [18, 89]. На рис. 16 показано, какую роль играет учет «размазывающего потенциала» в вычислениях полных сечений $\pi^4\text{He}$ -рассеяния. Дальнейшие исследования [90, 91] выявили необходимость введения спин-зависящей части в размазывающем потенциале, в противном случае $U_{sp}(E)$ оказывается сильно зависящим от энергии. Очевидно, что если пренебречь $U_{sp}(E)$, то невозможно получить даже качественно правильное поведение полных σ_{tot} и упругих σ_{el} сечений $\pi^4\text{He}$ -рассеяния. В этом пункте оптическая модель с потенциалом первого порядка имеет преимущество перед вычислениями по изобар-дырочному подходу. Это видно из сравнения результатов, показанных на рис. 10 и 16. Так как обе модели отличаются только наличием искажающего потенциала U_{Δ} в (35), можно заключить, что в изобар-дырочной теории получается слишком большая поправка к импульсному при-

ближению, она должна в значительной степени компенсироваться введением $U_{sp}(E)$.

В стандартной версии изобар-дырочной модели есть еще одно опасное место. Простая оболочечная модель ядра, которой пользуются при расчетах в (39) или (44), совсем не гарантирует, что вычисленные по ней ядерные формфакторы $F_0(q)$ хорошо согласуются с данными по электрон-ядерному рассеянию. Наш опыт работы с оптической моделью говорит о том, что правильное задание ядерных формфакторов является необходимым условием, особенно для получения хорошего описания дифференциальных сечений упругого рассеяния.

Если искажающий потенциал U_Δ зафиксирован, а параметры потенциала $U_{sp}(E)$ подогнаны, то можно в принципе вычислить различные каналы неупругого рассеяния с помощью уравнения (34). Разберем несколько подробно, какие предсказания предоставляет изобар-дырочная модель в случае описания канала аннигиляции пионов на ${}^4\text{He}$. Прямое использование уравнения (34) приводит к очень трудной задаче аппроксимации матричного элемента H_{QD} , который является весьма сложным объектом. Вместо этого обычно [18, 89] вычисляют такое выражение:

$$\sigma_a = -\frac{2}{k} \langle \Psi^{(-)} | \text{Im} U_{sp}(E) | \Psi^{(+)} \rangle, \quad (51)$$

где $\Psi^{(\pm)}$ — волновые функции упругого пион-ядерного рассеяния. Однако выражение (51) соответствует, строго говоря, сечению поглощения только в приближении однократного рассеяния (см., например, [93], где были получены и вклады в сечение поглощения от членов высшего порядка). Кроме того, расчеты сечения поглощения по формуле (51) приводят к довольно большим значениям σ_{abs} (около 100 мб при $T \sim 100$ МэВ). Это согласуется с данными [28, 29], однако противоречит экспериментам [20, 26, 27] (см. обсуждение относительного сечения канала поглощения в разд. 1).

Имеются более сложные схемы модели изобарных возбуждений, в которых полагают, что другие резонансы (например, роверовский резонанс) или другие полюса (например, πN -полюс) имеют свое собственное пространство Гильберта. Они обеспечивают, как правило, более микроскопическое рассмотрение механизма поглощения пиона в ядрах [94, 95].

Низкоэнергетическое пион-ядерное рассеяние и π -мезоатомы. Отрицательные пионы могут быть связаны кулоновским полем ядра и образовывать π -мезоатомы. Высоковозбужденные состояния таких π -мезоатомов занимают почти чисто боровские орбиты. Как правило, всегда имеются одно или несколько состояний, энергии которых отличаются от соответствующих энергий боровских орбит. Кроме того, за счет сильного взаимодействия ширина этих состояний становится несколько больше. Практически все пионы поглощаются с этих орбит и почти ни один пион не доходит до низколежащих

состояний. Однако в случае легчайших ядер пионы могут достичь даже основного состояния π -мезоатома, и значение энергетического сдвига уровня ϵ_{1S} и его ширина Γ_{1S} служат важным источником для получения информации о взаимодействии пионов с ядром. Непосредственное измерение Γ_{1P} невозможно, однако ширина $1P$ -уровня может быть получена с помощью вычислений по каскадной модели.

Характеристики π -мезоатомов обычно интерпретируются в терминах ОМ. Оптический потенциал кислингероовского типа в координатном представлении имеет вид

$$\langle \mathbf{r} | U \Psi \rangle = V_{\text{Coul}} + 4\pi A [- (b_0 \rho(r) + b_1 \delta \rho(r) + B_0 \rho^2(r)) + \nabla (c_0 \rho(r) + c_1 \delta \rho(r) + C_0 \rho^2(r)) \nabla] \langle \mathbf{r} | \Psi \rangle, \quad (52)$$

где коэффициенты b_0 (c_0) и b_1 (c_1) являются некоторыми комбинациями пион-нуклонных длин (объемов) рассеяния в S - и P -волнах. Ядерная структура входит в (52) через

$$\left. \begin{aligned} \rho(r) &= (N \rho_n(r) + Z \rho_p(r)) / A; \\ \delta \rho(r) &= (N \rho_n(r) - Z \rho_p(r)) / A, \end{aligned} \right\} \quad (53)$$

где $\rho_n(r)$ и $\rho_p(r)$ — нормированные на единицу нейтронная и протонная плотности соответственно. Члены $\rho^2(r)$ вводятся в (52) чисто феноменологическим образом, поэтому комплексные коэффициенты B_0 и C_0 несут в себе информацию и о поглощении пионов, и об эффектах высшего порядка теории многократного рассеяния.

Существующие экспериментальные значения для величин ϵ_{1S} , Γ_{1S} и Γ_{1P} для ядер ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ приведены в табл. 2. Как видно, шири-

Т а б л и ц а 2. Экспериментально измеренные сдвиги и ширины состояний π -мезоатомов

Ядро	ϵ_{1S} , эВ	Γ_{1S} , эВ	Γ_{1P} , эВ	Литература
${}^3\text{He}$	34 ± 4	36 ± 7	$(1,6 \pm 0,8) \cdot 10^{-3}$	[96]
	32 ± 3	28 ± 7		[97]
	44 ± 12	65 ± 12		[98]
${}^4\text{He}$	-79 ± 5	45 ± 21	$(7,2 \pm 3,3) \cdot 10^{-4}$	[99]
	-76 ± 2	45 ± 3		[100]

ны уровней Γ_{1P} , а также Γ_{1S} в случае ${}^3\text{He}$ известны с довольно плохой точностью. Притягивающий характер πN -взаимодействия в S -волне ($b_0 > 0$) приводит к тому, что сдвиг ϵ_{1S} становится отрицательным для всех ядер, кроме ${}^3\text{He}$. Здесь, из-за того что зависящий от изоспина член $b_1 \delta \rho(r)$ отрицателен и имеет довольно большое значение, результирующий энергетический сдвиг становится положительным.

Экспериментальные значения сдвигов уровней и их ширины используются для того, чтобы зафиксировать коэффициенты B_0 ,

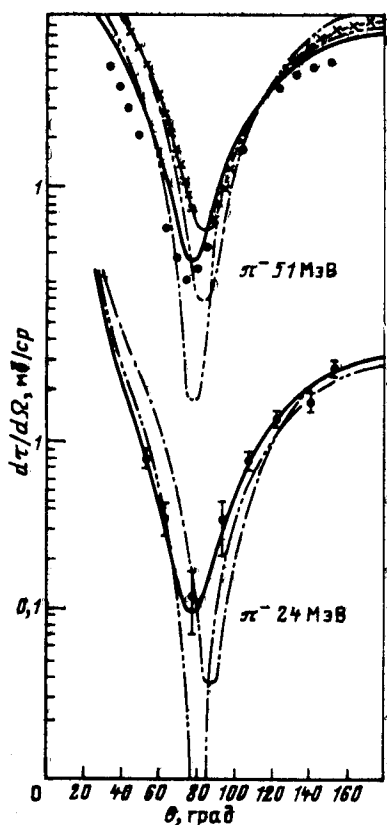


Рис. 17. Дифференциальное сечение упругого $\pi^4\text{He}$ -рассеяния при малых энергиях: сплошная линия — результаты расчетов по ОМ с потенциалами $U^{(1)} + U^{(2)} + U^{\text{abs}}$ [50] (параметры U^{abs} брались из π -мезоатомных данных); штрихпунктир — результаты вычислений с потенциалом $U^{(1)}$; двойной штрихпунктир — $U^{(1)} + U^{(2)}$; — \times — — $U^{(1)} + U^{\text{abs}}$. Экспериментальные данные взяты из [46, 47]

и C_0 в оптическом потенциале (52). Оптические модели дают с такими потенциалами довольно хорошее описание рассеяния пионов вплоть до энергий $E \sim 50$ МэВ для ядер с $J = T = 0$ [101—104]. На рис. 17 показаны результаты расчетов упругого $\pi^4\text{He}$ -рассеяния в ОМ с потенциалами первого и второго порядков, к которым добавлялся еще член U_{abs} , эффективно описывающий поглощение пиона [50]. Параметры C_0 и B_0 из (52) в выражении U_{abs} определялись из π -мезоатомных данных. Расчеты упругого $\pi^4\text{He}$ -рассеяния в таком подходе не были проведены из-за того, что спиновая и изоспиновая структура поглощающих членов оптического потенциала (52) известна плохо. В этом направлении еще только делаются первые шаги [105, 106].

В настоящий момент стало ясно, что проведение любых микроскопических вычислений поглощения пионов является очень сложной задачей. Оказывается, что такие процессы сильно зависят и от эффектов связи нуклонов в ядре [107], и от ядерных корреляций [108], и от поведения пион-нуклонной матрицы рассеяния вне энергетической поверхности [109]. Причем это далеко не полный список всех многочастичных эффектов, которые играют роль при описании поглощения пионов на ядрах.

3. АКТУАЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПИОНОВ С ЛЕГЧАЙШИМИ ЯДРАМИ

В этом разделе мы обсудим некоторые, наиболее актуальные проблемы рассеяния пионов на легчайших ядрах. В первую очередь речь пойдет об изучении процессов поглощения пионов. Эти реакции интересно изучать на легких ядрах, так как здесь имеется возмож-

ность получить информацию об изотопической структуре амплитуды поглощения на паренуклонов. Как известно [110, 111], поглощение на двухнуклонном кластере является доминирующим механизмом аннигиляции пионов. Однако, изучая реакцию $pd \rightarrow pp$, невозможно определить амплитуду поглощения в состоянии с изоспином $T = 1$ (в силу того простого обстоятельства, что дейтрон — система с $T = 0$). Недавно эксперименты по поглощению пионов на ядрах ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ [31, 112—117] привели к обнаружению интересных закономерностей аннигиляции пионов в канале с $T = 1$.

Другой важной проблемой, которая может быть решена средствами пион-ядерной физики промежуточных энергий, является вопрос о сохранении зарядовой симметрии в сильных взаимодействиях. Хорошо известно, что одним из следствий принципа зарядовой симметрии является равенство сечений рассеяния π^+ - и π^- -мезонов на ядрах с нулевым спином и изоспином. (Естественно, все эффекты кулоновского взаимодействия в таких процессах должны быть учтены.) Однако в недавних экспериментах по изучению упругого рассеяния π^\pm -мезонов на дейтерии [12—14] и на ядрах ${}^3\text{He}$, ${}^3\text{H}$ [129] были получены указания на нарушение зарядовой симметрии.

Наконец, в этом разделе будут рассмотрены основные характеристики доминирующего канала неупругого рассеяния пионов — квазиупругого выбивания нуклона.

Поглощение пионов ядрами ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$. Как уже отмечалось выше, основным механизмом поглощения пиона является поглощение на двухнуклонном кластере. Однако возникает вопрос, какую долю от общего сечения поглощения составляет такой процесс? Ясно, что в реакции поглощения на тяжелых ядрах могут участвовать три, четыре нуклона и более. Вероятность трех- и четырехнуклонного поглощения можно извлечь из данных по поглощению пионов на ${}^4\text{He}$ и ${}^3\text{He}$.

Впервые поглощение пионов ядрами ${}^3\text{He}$ было экспериментально исследовано в Дубне [130]. В этих работах были измерены для остановившихся π^- -мезонов относительные вероятности W каналов с вылетом протона или дейтрона, измерено отношение Пановского:

$$P({}^3\text{He}) = \frac{\sigma(\pi^- {}^3\text{He} \rightarrow {}^3\text{H} + \pi^0)}{\sigma(\pi^- {}^3\text{He} \rightarrow {}^3\text{H} + \gamma)} = 2,28 \pm 0,18.$$

Уже в этих работах было обнаружено, что поглощение пиона идет в основном на (np) -паре:

$$W(pnn) = (57,8 \pm 5,4)\%; \quad W(dn) = (15,9 \pm 2,3)\%;$$

$$W(dn\gamma) = (3,6 \pm 1,2)\%.$$

Наиболее полные сведения по вопросу поглощения пионов кластерами нуклонов были получены в экспериментах группы Бакенштосса в SIN, в которых изучалось поглощение остановившихся π^- -мезонов в ${}^3\text{He}$ [112—115].

Эти опыты были выполнены в условиях полной кинематики. Более того, в [112—115] осуществлялось одновременное детектирование нуклонов и γ -квантов от переходов пиона в разных состояниях π -мезоатома. Это давало возможность получить информацию об угловом моменте состояния, с которого произошел захват пиона.

На рис. 18 приведена диаграмма Далица для процесса $\pi^{-3}\text{He} \rightarrow pnn$ [113]. По осям нанесены кинетические энергии нейтрона и протона, которые детектировались на совпадения. Зная обе эти величины, можно вычислить энергию третьей частицы. Цифры, проставленные возле замкнутых контуров на диаграмме Далица, характеризуют число событий реакции с данными значениями T_n и T_p . Отчетливо выделяются шесть областей: пик D — отвечает событиям с малой энергией протона и соответствует поглощению π^- на pn -паре (реакция $\pi^-(pn) \rightarrow nn$). Пик F — характеризуется малой кинетической энергией нейтрона и отвечает поглощению на pp -паре (реакция $\pi^-(pp) \rightarrow pr$). Если после поглощения на pp -паре в детекторы

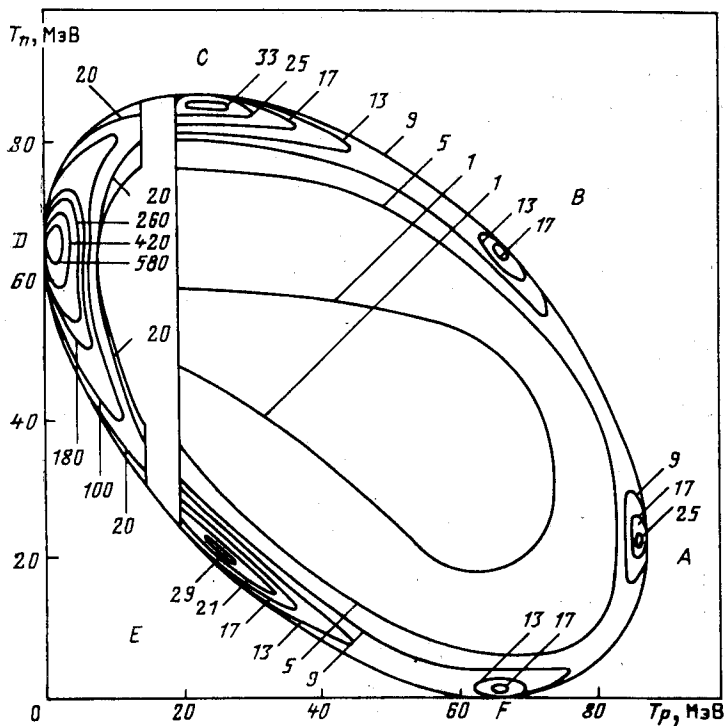


Рис. 18. Диаграмма Далица для системы (pnr) в реакции $\pi^{-3}\text{He} \rightarrow pnn$ [113]: область A соответствует взаимодействию в конечном состоянии (ВКС) в системе (nn) , B и F — поглощение на pp -паре $\pi pp \rightarrow pr$; C и E — ВКС в системе (pr) ; D — поглощение на pn -паре $\pi pr \rightarrow nn$

попадают высокоэнергетичный протон и нейтрон, то на диаграмме Далица такие события заполняют область B . Область A соответствует максимально возможной энергии протона. Из кинематики реакции следует, что в этом случае два нейтрона должны вылетать в направлении, противоположном направлению протона, и иметь близкий к нулю относительный импульс, т. е. это означает, что имеет место взаимодействие в конечном состоянии между нейтронами. Аналогичная конфигурация для np -пары соответствует области C . Здесь сильны эффекты взаимодействия в конечном состоянии между протоном и нейтроном. Область E — зеркальное отражение пика C , она тоже характеризует взаимодействие в конечном состоянии между np -парой, но в детектор попадает низкоэнергетичный нейтрон.

Анализ диаграммы Далица, изображенной на рис. 18, позволяет определить парциальные вероятности различных механизмов реакции поглощения. Оказывается, что двухчастичное поглощение составляет около 70% всех случаев, реакция с образованием дейтрона $\pi^{-3}\text{He} \rightarrow nd$ составляет около 10%, остальное приходится на долю событий с взаимодействием в конечном состоянии. Результаты экспериментов Бакенштосса весьма наглядно демонстрируют значительную роль процессов взаимодействия в конечном состоянии. Ясно, что без учета таких эффектов нельзя получить удовлетворительное количественное описание процессов поглощения пионов. На рис. 18 отчетливо проявляется также и другой фундаментальный факт, характеризующий процессы поглощения пиона. Видно, что события в основном группируются в области D , где поглощение идет на np -паре. Поглощение пионов на pp -паре (области F и B) намного меньше. Численное значение отношения поглощения на np -паре к поглощению на pp -паре составляет

$$R = \frac{(\pi, np)}{(\pi, pp)} = 10,1 \pm 1,5.$$

Указание на сильное различие между каналами поглощения на np - и pp -парах было получено в [116], где изучалось поглощение π^{+} - и π^{-} -мезонов на ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ при энергии $T = 165$ МэВ. Авторы [116] обнаружили колоссальное расхождение между дифференциальными сечениями реакций π^{+} , pp и π^{-} , np . По их данным, поглощение на np -паре в 100 раз превосходило поглощение на pp -паре. Правда, в последующих экспериментах [114, 117], а также в другой работе тех же авторов [118] было получено значение R , приблизительно в 3 раза меньшее, тем не менее это значение сильно отличалось от того, которое можно было бы ожидать из простых изотопических соображений.

В самом деле, предположим, что поглощение происходит на двух нуклонах, которые могут находиться либо в состоянии с полным изоспином $T = 0$ и полным спином $S = 1$ (np -пара), либо в состоянии с $T = 1$, $S = 0$ (pp - и np -пары). Предположим также, что доминирующим является процесс возбуждения Δ -изобары и ее последую-

щего распада (соответствующая диаграмма показана на рис. 19). Тогда из простых изотопических соотношений следует, что отношение сечений поглощения в чистом состоянии с $T = 0$ к сечению поглощения в состоянии с $T = 1$ должно быть $R_T = 2$ [119]. Тогда

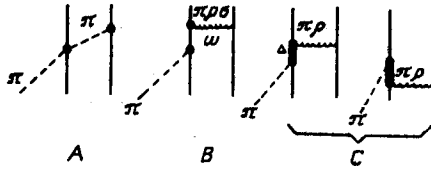


Рис. 19. Диаграммы процесса поглощения пиона

наблюдаемое отношение между сечениями поглощения в ${}^3\text{He}$ (с учетом полного числа $n\rho$ -пар с изоспином $T = 0$ и $T = 1$) должно быть

$$R = \frac{6R_T + 1}{2} = 6,5.$$

Это значение заметно меньше того, что реально наблюдается в экспериментах (рис. 20).

Качественно подавление поглощения на паре нуклонов с изоспином $T = 1$ можно объяснить следующим образом. Исследования

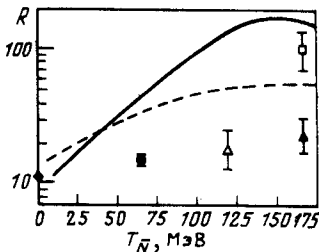


Рис. 20. Отношение $R = \sigma(\pi^+, pp)/\sigma(\pi^-, pn)$ для поглощения пионов в ${}^3\text{He}$: экспериментальные точки — из [113, 116, 117]; сплошная линия — результат теоретических вычислений из [94]; пунктир — из [119]

поглощения пионов на дейтроне показали, что доминирующим является поглощение из состояния $l_{\pi-2N} = 1$ [120]. Когда такое P -волновое поглощение пиона ($J^\pi = 1^+$) происходит на паре нуклонов с $T = 1$ и полным спином $S = 0$ и $L = 0$, то квантовые числа конечного состояния должны быть $J^\pi = 1^+$ и $T = 1$. Но принцип Паули запрещает двум нуклонам находиться в таком состоянии, т. е. поглощение на паре нуклонов с $T = 1$ (рис. 19) не может происходить в состоянии $l_{\pi-2N} = 1$, а именно это состояние доминирует в районе энергий Δ_{33} -резонанса. Квантовые числа, которые могут иметь два нуклона в реакции поглощения, приведены в табл. 3. Видно, что поглощение на паре нуклонов с $T = 1$ должно происходить из S - и D -состояний, вклад которых относительно мал.

Аргументы, подобные приведенным выше, были использованы для количественного анализа в [94, 119]. Результаты этих расчетов показаны на рис. 20 сплошной [94] и штриховой [119] линиями. Видно,

Таблица 3. Квантовые числа системы πNN , разрешенные в реакциях поглощения пиона. Индексы $i, \Delta N, f$ относятся к паре нуклонов в начальном, промежуточном и конечном состояниях соответственно. Угловой момент в системе $\pi 2N$ обозначен $l(\pi - 2N)$

J_i^π, T_i $L_i=0$	$l(\pi - 2N)$	$J_{\Delta N}^\pi; L_{\Delta N}$ $T_{\Delta N}=1$	$J_f^\pi; L_f; T_f$	${}^{2(s+1)}L_J$
$1^+, 0$	0 1	$1^-; 1$ $0^+; 2$ $2^+; 0, 2$	$1^-; 1; 1$ $0^+; 0; 1$ $2^+; 2; 1$	3P_1 1S_0 1D_2
$0^+; 1$	0 1	$0^-; 1$ Δ не образуется	$0^-; 1; 1$ $1^+; 0; 0$ $1^+; 2; 0$	3P_0 3S_1 3D_1

что теория пока описывает только основные черты энергетической зависимости величины R . Одной из причин такого расхождения может служить необходимость учета не только перерассеяний через Δ -изобару (типа графиков C на рис. 19), но и других процессов (см. графики A, B на рис. 19). В [121] утверждается, что хотя графики типа C являются самыми основными для поглощения пиона на паре нуклонов с $T = 0$, но для описания поглощения на паре с $T = 1$ их недостаточно. Именно малое сечение канала с $T = 1$, которое получается в результате учета только Δ -перерассеяний, и приводит к завышению отношения R . В [121] показано, что диаграммы A и B действительно важны для поглощения на паре с $T = 1$ и их учет позволяет существенно уменьшить значение R .

Детальное изучение спектров протонов в реакциях ${}^3, {}^4\text{He} (\pi^\pm, p)$ при энергиях 50—250 МэВ было сделано в [30, 122]. Поглощение на двух нуклонах четко проявляется в этих спектрах в виде пика при больших значениях импульсов. Ширина пика составляет 54 и 100 МэВ для ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ соответственно. Авторы также отмечают, что сечение поглощения для легчайших ядер прямо связано с числом np -пар в ядре. Так, сечения поглощения на ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ соотносятся между собой, как 1 : 2 : 4. Однако, что очень важно, этот закон нарушается уже для поглощения на ${}^6\text{Li}$ и более тяжелых ядрах. Например, сечение поглощения для ${}^{27}\text{Al}$ всего лишь в 8 раз больше $\sigma_{\text{abs}}(\pi d)$. Сечение поглощения пионов на ${}^6\text{Li}$ должно было в 2,25 раза превосходить $\sigma_{\text{abs}}(\pi {}^4\text{He})$, однако оно больше $\sigma_{\text{abs}}(\pi {}^4\text{He})$ всего на 20%. Эти факты получают естественное объяснение, если принять во внимание, что поглощение пиона должно происходить, когда нуклоны находятся на малых относительных расстояниях. Когда же в ядрах начинает заполняться p -оболочка, эффективное число np -пар, которые могут поглотить пион, уменьшается. Это приводит к совсем другому характеру A -зависимости сечения поглощения, чем в случае легчайших ядер, у которых все нуклоны находятся в s -состоянии.

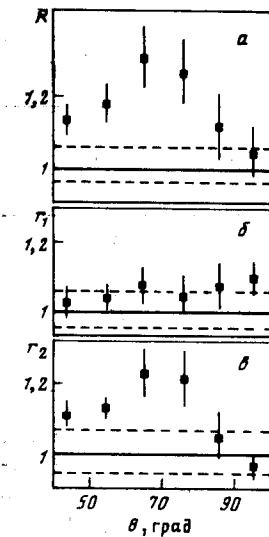


Рис. 21. Угловая зависимость «суперотношения» R из (54) для упругого π^\pm ^3He -, ^3H -рассеяния при $T_\pi = 180$ МэВ [129] (а); угловая зависимость отношения $r_1 = d\sigma(\pi^+ ^3\text{H})/d\sigma(\pi^+ ^3\text{He})$ (б) и угловая зависимость $r_2 = d\sigma(\pi^+ ^3\text{He})/d\sigma(\pi^- ^3\text{H})$ (в). Систематические ошибки показаны штриховыми линиями

Поиски нарушения зарядовой симметрии в πA -рассеянии. Существует целый ряд указаний на то, что зарядовая симметрия в сильных взаимодействиях может нарушаться: различие в длинах nn - и pp -рассеяния в одинаковом изотопическом состоянии [123, 124], разность между энергиями связи ^3H и ^3He , которую не удастся объяснить чисто кулоновскими эффектами [125, 126], фазы πN -рассеяния отличаются друг от друга, если их извлекают из данных по $\pi^+ p$ - или $\pi^- p$ -рассеянию [127, 128]. В последнее время

справедливость принципа зарядовой симметрии подвергается усиленной проверке в пион-ядерных реакциях.

Так, в Лос-Аламосе был поставлен эксперимент по изучению упругого рассеяния π^\pm -мезонов на ядрах ^3He и ^3H при энергии $T = 180$ МэВ [129]. Если зарядовая симметрия выполняется, то после вычета кулоновских эффектов дифференциальные сечения упругого рассеяния π^\pm -мезонов на ^3He должны совпадать с дифференциальными сечениями π^\pm ^3H -рассеяния, т. е. отношения $r_1 = \frac{d\sigma(\pi^+ ^3\text{H})}{d\sigma(\pi^+ ^3\text{He})}$ и $r_2 = \frac{d\sigma(\pi^+ ^3\text{He})}{d\sigma(\pi^- ^3\text{H})}$ должны равняться единице. В [129] исследовалась угловая зависимость отношений r_1 и r_2 , а также «суперотношения» R , которое определялось как

$$R = \frac{r_1}{r_2} = \frac{d\sigma(\pi^+ ^3\text{H})/d\sigma(\pi^- ^3\text{He})}{d\sigma(\pi^+ ^3\text{He})/d\sigma(\pi^- ^3\text{H})}. \quad (54)$$

Полученные результаты показаны на рис. 21. Видно, что при углах $\theta = 60 \div 80^\circ$ суперотношение R заметно отличается от единицы, причем это отклонение находится за пределами систематических погрешностей эксперимента, которые показаны на рис. 21 штриховыми линиями. Наибольшего значения R достигает при $\theta = 65^\circ$, здесь $R = 1,31 \pm 0,09$. Интересно, что если проанализировать угловую зависимость r_1 и r_2 по отдельности, то видно, что именно «слабое» нерезонансное отношение r_1 отклоняется от единицы. В то же время «сильное» резонансное отношение r_2 для процессов с наибольшим сечением $\pi^+ ^3\text{He}$ - и $\pi^- ^3\text{H}$ -рассеяния ведет себя нормальным образом, не проявляя какого-либо нарушения зарядовой симметрии.

К сожалению, в [129] не было сделано никакого учета кулоновских эффектов. Авторы выражают надежду, что в отношениях γ_1 и γ_2 , и в особенности в суперотношении R , кулоновские члены должны сильно сократиться. Однако этот вопрос, несомненно, требует детальной проработки. Это тем более необходимо из-за того, что наибольшие отклонения наблюдаются в той области углов, где в дифференциальных сечениях рассеяния имеется минимум. В этом угловом интервале чисто ядерная амплитуда мала, а, как хорошо известно, интерференция кулоновской и ядерной амплитуд вносит довольно ощутимые изменения.

Об обнаружении нарушения зарядовой симметрии было заявлено в [12], где измерялись полные сечения рассеяния π^\pm -мезонов на дейтерии, а также в [13, 14], в которых подвергались анализу дифференциальные сечения упругого $\pi^\pm d$ -рассеяния. Найденные различия интерпретировались в терминах расщепления по массам компонент зарядового мультиплетта изобары, которое предсказывается кварковыми моделями.

В [12] было получено, что характерный параметр расщепления

$$C_W = m(\Delta^-) - m(\Delta^{++}) + \frac{1}{3} [m(\Delta^0) - m(\Delta^+)] \quad (55)$$

имеет следующее значение: $C_W = (4,6 \pm 0,2)$ МэВ. Авторы [13] получили $C_W = (4,35 \pm 0,5)$ МэВ. Оба эти значения находятся в хорошем согласии с предсказаниями кварковых моделей: $C_W = 4,47$ МэВ [131].

Однако выводы этих работ об обнаружении нарушения зарядовой симметрии неоднократно подвергались суровой критике (см., например, [133]). Чтобы понять суть этих возражений, рассмотрим более подробно, как искалось нарушение зарядовой симметрии в упругом $\pi^\pm d$ -рассеянии [13, 14].

В этих экспериментах измерялась угловая зависимость параметра асимметрии $A(\theta)$, который определялся как

$$A(\theta) = \frac{d\sigma(-)/d\Omega - d\sigma(+)/d\Omega}{d\sigma(+)/d\Omega + d\sigma(-)/d\Omega} \quad (56)$$

Затем экспериментальные данные сравнивали с теоретическими расчетами, в которых ядерная амплитуда $f(\theta)$ определялась из расчетов по уравнениям Фаддеева без учета кулоновского взаимодействия. После этого вводилось некоторое феноменологическое искажение полученных амплитуд, призванное учесть кулоновские эффекты. Полученные результаты при энергии $T = 143$ МэВ, показанные на рис. 22 штриховой линией, довольно плохо воспроизводят экспериментальные данные. Из этого и делается вывод о нарушении зарядовой симметрии.

Ясно, что такая процедура не является безупречной. В [133] благодаря более тщательному учету кулоновских коррекций удалось полностью воспроизвести ход асимметрии $A(\theta)$ при $T = 143$ МэВ.

Из этого был сделан вывод, что никакого нарушения зарядовой симметрии в пион-ядерном рассеянии на самом деле нет. Однако даже авторам [133] не удалось получить хорошее описание асимметрии, измеренной при более низкой энергии $T = 65$ МэВ группой из Сакле [134]. Тем не менее они считают, что все равно никакого нарушения зарядовой симметрии нет, просто в их расчетах при малых энергиях плохо определяются чисто ядерные амплитуды рассеяния.

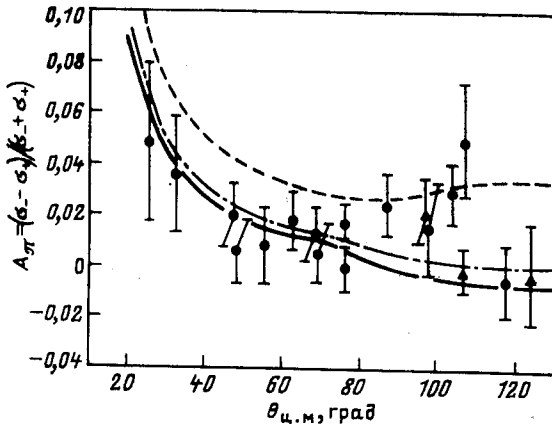


Рис. 22. Параметр асимметрии $A_{\pi}(\theta)$ в упругом $\pi^{\pm} d$ -рассеянии при $T_{\pi} = 143$ МэВ [13]:

пунктиром показаны результаты расчетов для случая, когда полагалось полное выполнение зарядовой симметрии, т. е. $C_W = 0$; сплошная линия соответствует параметру расщепления C_W из (55), равному 4,35 МэВ; штрихпунктирная — $C_W = 3,6$ МэВ

На наш взгляд, сама методика поиска нарушения зарядовой симметрии по анализу угловой зависимости параметра $A(\theta)$ приносит большую долю субъективизма. Необходимо уметь вычислять малые (около 2%) отклонения $A(\theta)$ от нуля. Для этого теоретическая модель должна гарантировать точность вычисления дифференциального сечения лучше 1%. К сожалению, ни одна современная теория пион-ядерного взаимодействия не способна это сделать из-за наличия различного рода существенных приближений.

Хорошо было бы осуществлять поиск нарушения зарядовой симметрии, как можно меньше используя модельные представления. Подходящим способом для этого является фазовый анализ $\pi^4\text{He}$ -рассеяния. Фазы рассеяния, входящие в соотношения (11), (12), можно разбить следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \delta_l^{(\pm)} &= \delta_{N,l} + \delta_{R,l}^{(\pm)}; \\ \omega_l^{(\pm)} &= \omega_{N,l} + \omega_{R,l}^{(\pm)}; \end{aligned} \right\} \quad (57)$$

где $\delta_{N,l}$, $\omega_{N,l}$ — чисто ядерные фазы рассеяния, которые возникли бы, если бы у нас была возможность «выключить» кулоновское взаимодействие, а фазы $\delta_{R,l}^{(\pm)}$, $\omega_{R,l}^{(\pm)}$ эффективно учитывают искажение ядерного потенциала в кулоновском поле. По своему физическому смыслу фазы $\delta_{R,l}^{(\pm)}$, $\omega_{R,l}^{(\pm)}$ отвечают некоторому учету радиационных поправок. Диаграммы соответствующих процессов показаны

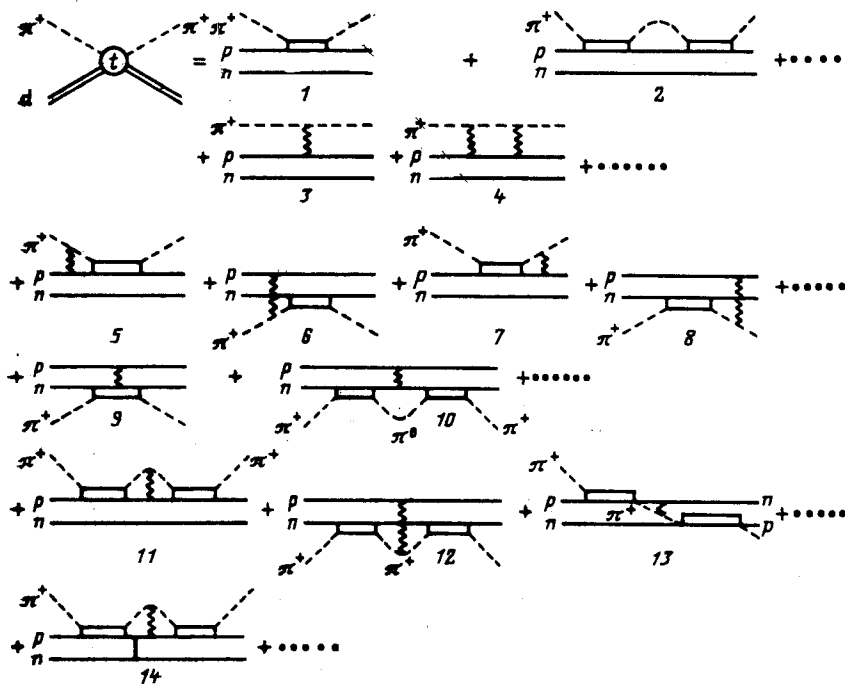


Рис. 23. Диаграммы процессов, соответствующих кулоновским эффектам, на примере $\pi^+ d$ -рассеяния:

графики 1, 2 и их итерации отвечают чисто ядерному взаимодействию, они составляют амплитуду $f_{NP}^{(0)}$ (6) из (2); графики 3, 4 описывают чисто кулоновское рассеяние; процессы 5—8 относятся к внешним кулоновским коррекциям, учитываемым с помощью фаз $\delta_{R,l}^{(\pm)}$, $\omega_{R,l}^{(\pm)}$; диаграммы 9—12 и 14 отвечают «внутренним» кулоновским коррекциям, которые вносят вклад в разницу масс у состояний Δ -изобары; 13 — трехчастичные «внутренние» кулоновские коррекции (град)

на рис. 23. В [132, 135] был развит приближенный аппарат вычисления кулоновских коррекций $\delta_{R,l}^{(\pm)}$, $\omega_{R,l}^{(\pm)}$ через чисто ядерные фазы $\delta_{N,l}$, $\omega_{N,l}$ и их производные. (Если провести фазовый анализ $\pi^+ {}^4\text{He}$ - и $\pi^- {}^4\text{He}$ -рассеяния по отдельности и определить чисто ядерные фазы, то в случае зарядовой симметрии они должны быть равны.

Такая программа была осуществлена в [49]. На рис. 24 показана разность ϵ между чисто ядерными фазами δ_N и ω_N , определенными из $\pi^+ {}^4\text{He}$ - и $\pi^- {}^4\text{He}$ -рассеяния. Как видно, никакой статистически

значимой разности между чисто ядерными фазами, полученными из π^+ ^4He - и π^- ^4He -рассеяния, не обнаружено. Это является веским указанием на отсутствие в данной области эффектов нарушения зарядовой симметрии.

В [49] исследован также вопрос о том, какую разность чисто ядерных фаз π ^4He -рассеяния могли бы вызвать различия в массах у компонент мультиплета Δ -изобар. Для этого был сделан расчет

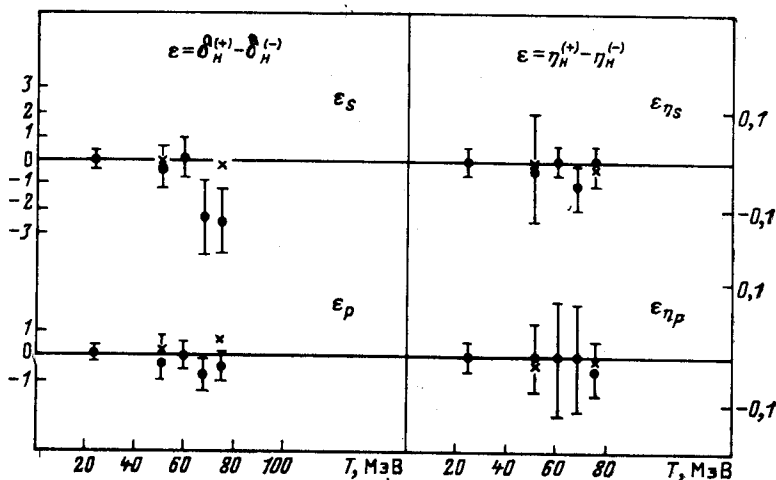


Рис. 24. Разность $\epsilon_l = \delta_{N,l}^{(+)} - \delta_{N,l}^{(-)}$ между чисто ядерными фазами в состояниях с $l = 0$ и 1 (ϵ_S и ϵ_P), определенными из π^+ - и π^- ^4He -рассеяния по отдельности (слева):

в правой части рисунка показана соответствующая разность для параметров неупругости $\eta_l = \exp(-2\omega_{H,l})$ [49]; крестиками показана разность ϵ , которая возникает при имитировании нарушения зарядовой симметрии в πN -взаимодействии (см. текст)

в унитарном подходе методом эволюции по константе связи [81, 136], когда в описание амплитуд элементарного акта πN -рассеяния вводилось различие в массах и ширинах Δ -изобар. Предполагалось, что различие в массах у Δ -изобар составляет $\Delta m = 6$ МэВ, а в ширинах $\Delta\Gamma = 8$ МэВ. Тогда, используя параметризацию, предложенную в [137], можно показать, что разница фаз πN -рассеяния в P_{33} -волне при энергии $T = 75$ МэВ составит $0,35^\circ$. В случае π ^4He -рассеяния эта разница усиливается и чисто ядерные фазы отличаются друг от друга на $0,72^\circ$ при $T_\pi = 75$ МэВ. Эта величина значительна, она более чем в 2 раза превышает поправку за счет внешних кулоновских коррекций и, в принципе, могла бы быть обнаружена с помощью фазового анализа дифференциальных сечений упругого рассеяния, измеренных с точностью $\sim 1-2\%$. К сожалению, такие измерения для π^+ ^4He -рассеяния пока отсутствуют.

Надо сказать, что существование разности масс у компонент зарядовых мультиплетов не только изобары, но и нуклона, а также пиона может приводить к довольно интересным следствиям в пион-ядерной физике даже при очень низких энергиях. Так, в [138] было отмечено, что из-за разности масс $\pi^\pm, {}^0$ -мезонов процесс виртуальной перезарядки пионов возможен даже при нулевой энергии пиона. Это должно приводить к появлению у длины пион-ядерного рассеяния мнимой части, не связанной с процессом поглощения. Подробно эти вопросы были исследованы в [138—140], в которых показано, что из-за разности масс пионов, нуклонов и ядер возникают определенные изменения в длинах πd -, $\pi^- {}^3\text{He}$ - и $\pi^+ {}^3\text{H}$ -рассеяния. Они особенно сильно сказываются на реальных частях длин $\pi^- {}^3\text{He}$ - и $\pi^+ {}^3\text{H}$ -рассеяния, изменяя их, для определенного класса πN -потенциалов, на 100% и более [140].

Квазиупругое и инклюзивное рассеяние пионов. Несмотря на то что квазиупругое рассеяние пионов изучается довольно давно, экспериментальная ситуация в этой области еще далека от совершенства. В основном измеряются лишь отдельные характеристики этих реакций (функции возбуждения и двойные дифференциальные сечения), а полные кинематические опыты, как правило, отсутствуют (см. [20, 26, 28—30, 32, 42, 142, 147]).

Основной чертой инклюзивного рассеяния пионов является резкий пик в энергетических спектрах вылетающих пионов. Он связан с квазиупругим рассеянием и наблюдается при всех энергиях начальных пионов. Центр пика расположен приблизительно при энергии $\Delta E = E'_\pi - E_\pi = q^2/2M$, где q — переданный импульс, а M — масса нуклона (см., например, [30]). Такой энергетический баланс имеет место в свободном πN -рассеянии. Дифференциальные сечения рассеяния в зависимости от угла θ_π имеют некоторый минимум в районе 90° , что характерно для доминирования взаимодействия в P -состоянии [28]. Дифференциальные сечения рассеяния в зависимости от угла разлета между пионом и протоном $\theta_{\pi p}$ имеют резко выраженную асимметрию: в 80% случаев в реакциях квазиупругого рассеяния пионов на ${}^4\text{He}$ $\theta_{\pi p} \geq 90^\circ$ [26] (рис. 25). В общем, можно сказать, что в реакциях инклюзивного и квазиупругого рассеяния пионов имеются сильные указания на определяющую роль механизма квазисвободного рассеяния при доминировании Δ -резонанса. Для такого легкого ядра, как ${}^4\text{He}$, не следует ожидать, что эффекты искажения в конечном и начальном состояниях могут качественно изменить черты инклюзивных и квазиупругих спектров.

Традиционно квазиупругое рассеяние рассматривалось способами теории прямых ядерных реакций [143, 144], где основным механизмом считалась полюсная диаграмма (рис. 26, а). В [143, 144] сформулированы критерии выделения тех областей, в которых полюсная диаграмма доминирует. Расчеты квазиупругого рассеяния пионов на ${}^4\text{He}$, выполненные в [145], показали, что одной полюсной диаграммы недостаточно даже для качественного воспроизведения диф-

ференциальных сечений ${}^4\text{He}$ (π , p)-реакций. Однако антисимметризация волновой функции конечного состояния (что эквивалентно учету диаграммы рис. 26, б), позволила добиться существенного

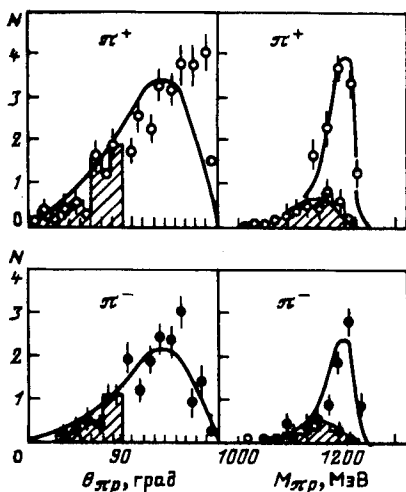


Рис. 25. Распределение событий от реакции ${}^4\text{He}$ ($\pi^\pm, \pi^\pm p$) ${}^3\text{H}$ при энергии 156 МэВ по углу разлета между пионом и протоном $\theta_{\pi p}$ (слева), а также по эффективной массе системы πp (справа): кривые соответствуют расчетам по фазовому объему с учетом возбуждения Δ -резонанса в промежуточном состоянии; заштрихованы площади под распределениями событий с $\theta_{\pi p} < 90^\circ$; экспериментальные данные — из [26]

улучшения описания экспериментальных данных (рис. 27). Тем не менее эти расчеты, проведенные в плосковолновом приближении, не дают правильного абсолютного значения сечения реакции.

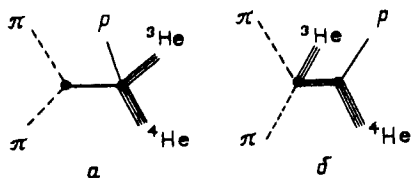


Рис. 26. Полюсные диаграммы квазиупругого рассеяния пионов на ${}^4\text{He}$

Одной из самых больших неожиданностей в пион-ядерной физике последнего времени явилось обнаружение очень сильного различия в сечениях квазиупругого рассеяния π^+ - и π^- -мезонов на ${}^{16}\text{O}$ [146]. Оказалось, что при $T = 180$ МэВ отношение

$$R = \frac{\sigma(\pi^+ {}^{16}\text{O} \rightarrow \pi^+ p {}^{15}\text{N})}{\sigma(\pi^- {}^{16}\text{O} \rightarrow \pi^- p {}^{15}\text{N})} \sim 40$$

(хорошо известно, что для элементарного πN -взаимодействия такое отношение порядка 9). Интересно, что в случае квазиупругого рассеяния на ${}^4\text{He}$ соответствующее отношение меньше, чем для свободного πN -рассеяния. На рис. 28 показана угловая зависимость отношения R в реакциях $\pi^\pm {}^4\text{He} \rightarrow \pi^\pm p {}^3\text{H}$ [147]. Для объяснения большого изотопического отношения в случае π ${}^{16}\text{O}$ -квазиупругого рас-

сеяния был привлечен механизм выбивания нуклона из ядра с помощью Δ -изобары [146], однако в случае квазиупругого рассеяния на ${}^4\text{He}$ такой процесс не играет существенной роли.

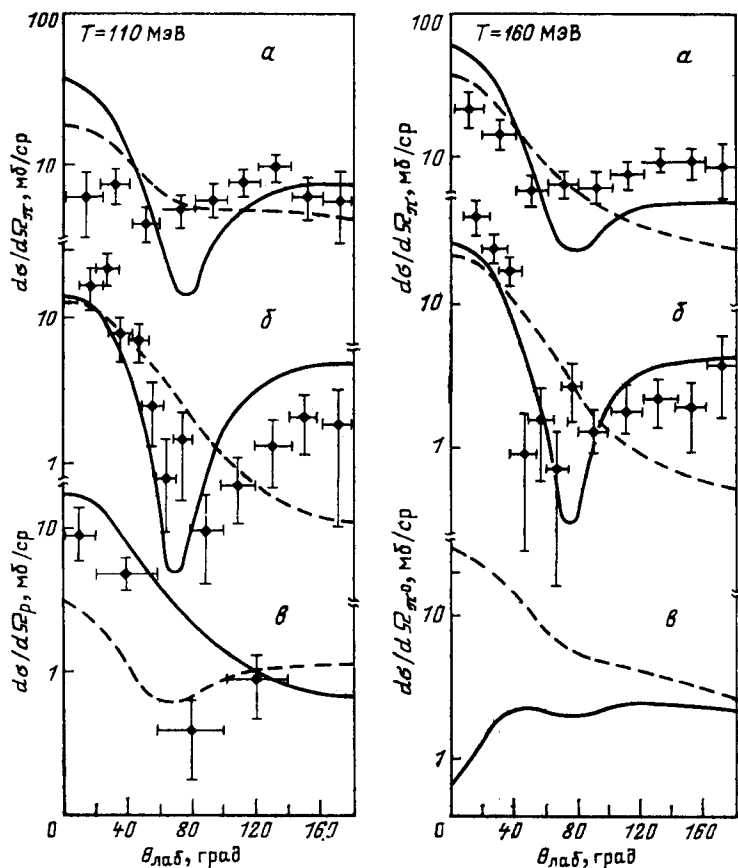


Рис. 27. Дифференциальные сечения квазиупругого рассеяния пионов на ${}^4\text{He}$ при различной энергии [145]:

α — $\pi^+ + {}^4\text{He} \rightarrow \pi^+ + p + {}^3\text{H}$; δ — ${}^4\text{He} (\pi^+, \pi^+n) {}^3\text{He}$; θ — ${}^4\text{He} (\pi^+, \pi^0p) {}^3\text{He}$; пунктиром показаны результаты расчета с учетом только одной полюсной диаграммы рис. 26, а; сплошные линии — учет диаграмм 26, а и 26, б; экспериментальные данные из [20]

Реакции инклюзивного рассеяния пионов на ${}^4\text{He}$ могут дать информацию о перенормировке характеристик элементарного акта πN -рассеяния в ядерной среде. В рамках изобар-дырочной модели (см. разд. 2) этот вопрос изучался в [28]. Авторы [28] предположили, что на распространение изобары в ядре влияет некоторое среднее поле U_Δ [37]. Кроме того, учитывалась также роль канала истинного поглощения пиона с помощью «размазывающего» потен-

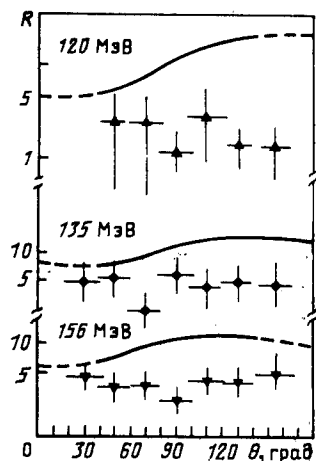


Рис. 28. Зависимость отношения $R (\pi^+/\pi^-)$ между дифференциальными сечениями реакций $\pi^+{}^4\text{He} \rightarrow \pi^+p^3\text{H}$ и $\pi^-{}^4\text{He} \rightarrow \pi^-p^3\text{H}$ от угла рассеянного пиона θ_π [147]:

сплошными линиями показано поведение такого же отношения для свободного πN -рассеяния

циала U_{sp} [см. уравнение (38)]. Учет эффектов связи указанного типа приводит к тому, что пик в энергетическом спектре пионов уширился и его величина становилась менее зависимой от энергии налетающего пиона, чем в случае расчетов без перенормировки πN -взаимодействия в среде. Расчеты в изобар-дырочной модели гораздо лучше описывают экспериментальные данные в области энергий $T > 150$ МэВ, чем расчеты в плосковолновом приближении. Однако при $T < 150$ МэВ имеются некоторые расхождения предсказаний изобар-дырочной модели с экспериментальными данными и пока не ясно, связано ли это с наличием более сложных механизмов реакции, или просто изобар-дырочная модель уже неприменима в этой области реакций.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение мы хотели бы обсудить вопрос о том, какие интересные характеристики взаимодействия пионов с изотопами гелия полезно было бы измерить в будущих экспериментах.

Прежде всего, конечно, необходимо иметь экспериментальные данные для такой фундаментальной величины, как полное сечение взаимодействия σ_{tot} . Мы отмечали в разд. 1, что до сих пор нет практически никаких измерений σ_{tot} для π ${}^3\text{He}$ -взаимодействия. В случае π ${}^4\text{He}$ не измерено полное сечение при малых энергиях ($T < 100$ МэВ), отсутствуют систематические измерения σ_{tot} для π^+ - и π^- -мезонов. Такие данные важны для исследования проблемы сохранения зарядовой симметрии в сильных взаимодействиях. Кроме этого, как отмечалось в разд. 1, при проверке дисперсионных соотношений для π ${}^4\text{He}$ -рассеяния возникло подозрение в том, что полные сечения σ_{tot} при больших энергиях ($T > 300$ МэВ) измерены неточно. Необходимо в будущем выяснить этот вопрос окончательно.

На мезонных фабриках уже были сделаны эксперименты по изучению дифференциальных сечений упругого рассеяния с относительной погрешностью порядка 2%. Однако для π ${}^4\text{He}$ -рассеяния измерения на таком уровне точности еще не выполнены. А результаты их могли бы дать существенную информацию как для проблемы

сохранения зарядовой симметрии (см. разд. 3), так и для выбора наиболее предпочтительных теоретических концепций. Интересной задачей в случае упругого рассеяния пионов на ${}^3\text{He}$ явилось бы измерение векторной поляризации t_{11} в этом процессе. В [72, 73] показано, что эта величина очень чувствительна как к деталям ядерной структуры, так и к приближениям, использованным для описания механизма реакции.

К этим эффектам примерно так же чувствительны и сечения процесса перезарядки ${}^3\text{He} (\pi^-, \pi^0) {}^3\text{H}$, причем измерять их гораздо проще, нежели ставить поляризационный эксперимент. К сожалению, экспериментальная ситуация и в этой области далека от совершенства.

Полный кинематический опыт по исследованию квазиупругого рассеяния пионов как на ${}^3\text{He}$, так и на ${}^4\text{He}$ весьма важен по многим причинам. Например, интересно проследить, как меняются параметры Δ -изобары в ядерной среде. Такие попытки уже предпринимались при изучении реакции квазиупругого рассеяния ${}^{12}\text{C} (\pi^+, \pi^+p) {}^{11}\text{B}$ [148]. В [149] квазиупругое рассеяние пионов на дейтерии было использовано для получения оценки разности масс $\Delta^- - \Delta^{++}$. Такие данные представляют весьма большой интерес для кварковых моделей элементарных частиц. Интересно предложение В. Б. Беляева использовать эффекты взаимодействия пиона с нуклоном в конечном состоянии реакций квазиупругого выбивания для исследования низкоэнергетического ($T < 20$ МэВ) поведения πN -амплитуды. Как известно, в этой области энергий нет никаких экспериментальных данных и очень трудно выполнить прямой опыт по πN -рассеянию. Наконец, реакции полного развала ${}^4\text{He}$ типа $\pi^- {}^4\text{He} \rightarrow \pi^- npp$ могут быть использованы для поиска связанных состояний в системе $(\pi^- nn)$, о возможности существования которых указывалось в [150, 151].

Исключительно важной задачей является изучение характеристик поглощения пионов на ядрах ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$. Помимо очень нужной, но несколько рутинной задачи измерения энергетической зависимости сечения поглощения в гелии (точный ход которой до сих пор не выяснен) в последнее время особенно актуальным стал вопрос о роли трех- и четырехнуклонных механизмов поглощения. Первые шаги в этом направлении сделаны в [152], где обнаружено, что для процесса $\pi^- {}^3\text{He} \rightarrow pnp$ сечение трехнуклонного поглощения составляет 20% сечения поглощения с изоспином $T = 0$.

В экспериментах, выполненных с хорошей статистикой, можно было бы проводить поиски дибарионных и мультибарионных резонансов, исследовать интересную возможность о существовании резонансов в системе ΔN и вообще приступить к систематическому изучению ΔN -взаимодействия.

Мы перечислили лишь некоторые проблемы, которые нам кажутся достаточно актуальными. Однако ясно, что такой список может быть существенно дополнен, увеличен и сделан более раз-

нообразным. Это является залогом дальнейшего успешного развития изучения взаимодействия пионов с легкими ядрами.

Авторы приносят глубокую благодарность В. Б. Беляеву, Ф. Никитиу, М. Х. Ханхасаеву и Ю. А. Щербакову за ценные замечания и плодотворные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Голдбергер М., Варсон К. Теория столкновений: Пер. с англ. М.: Мир, 1967.
2. Eisenberg J., Koltun D. Theory of meson interaction with nuclei. N.Y.: J. Wiley, 1980.
3. Копалейшвили Т. И. Вопросы теории взаимодействия π -мезонов с ядрами. М.: Энергоатомиздат, 1984.
4. Hüfner J.//Phys. Rep. 1975. Vol. 21C. P. 1—79.
5. Landau R., Thomas A.//Phys. Rep. 1980. Vol. 58. P. 121—212.
6. Ingram C.H.Q.//Nucl. Phys. 1982. Vol. A374. P. 349 — 357.
7. Lenz F.//Proc. Topical Meeting on Intermediate Energy Physics. Zuoz. 1976. Vol. 2. P. 1—208.
8. Джibuти Р. И., Кезерашвили Р. Я.//ЭЧАЯ. 1985. Т. 16. Вып. 6. С. 1173—1222.
9. Cooper M., Johnston M. B.//Nucl. Phys. 1976. Vol. A260. P. 352—368.
10. Wilkin C., Cox C., Domingo J. e.a.//Nucl. Phys. 1973. Vol. B62. P. 61—85.
11. Johnson K.F. Ph. D. Thesis, Los Alamos preprint LA-6564-T. 1976.
12. Pedroni E., Gabathuler K., Domingo J. e.a.//Nucl. Phys. 1978. Vol. A300. P. 321—347.
13. Masterson T.G., Kraushaar J., Peterson R. e.a.//Phys. Rev. 1982. Vol. C26. P. 2091—2110.
14. Masterson T.G., Kraushaar J., Peterson R. e.a.//Phys. Rev. 1984. Vol. C30. P. 2010—2021.
15. Binon F., Duteil P., Gouanere M. e.a.//Nucl. Phys. 1978. Vol. A298. P. 499—529.
16. Grein W., Locher M.//J. Phys. G. 1980. Vol. 6. P. 653—656.
17. Lenz F.//Ann. Phys. 1975. Vol. 95. V. 348—420.
18. Hirata M., Lenz F., Yazaki K.//Ann. Phys. 1977. Vol. 108. P. 116—164.
19. Horikawa Y., Thies M., Lenz F.//Nucl. Phys. 1980. Vol. A345. P. 386—408.
20. Balestra F., Bussa M., Bussa L. e.a.//Nucl. Phys. 1980. Vol. A340. P. 372—396.
21. Spencer C.B., Jr. Ph.D. Thesis, College of William and Mary, 1974.
22. Ashery D., Navon I., Azuelos G. e.a.//Phys. Rev. 1981. Vol. C23. P. 2173—2185.
23. Navon I., Ashery D., Azuelos G. e.a.//Phys. Rev. 1980. Vol. C22. P. 717—720.
24. Albu M., Angelesku T., Antonova M. e.a. Preprint INFN LNF-82/27 (R). Frascati, 1982. P. 1—29.
25. Norem J.//Nucl. Phys. 1971. Vol. B33. P. 512—524.
26. Balestra F., Bossolasco S., Bussa M. e.a.//Nuovo cimento. 1983. Vol. 78A. P. 331—349.
27. Балестра Ф., Бусса М., Буссо М. и др. Препринт ОИЯИ P1-83-556. Дубна, 1983.
28. Baumgartner M., Gubler H., Plattner G. e.a.//Nucl. Phys. 1983. Vol. A399. P. 451—477.
29. Levenson S., Geesman D., Colton E. e.a.//Phys. Rev. 1983. Vol. C28. P. 326—332.
30. Källne J., Minehart R., Whitney R. e.a.//Phys. Rev. 1983. Vol. C28. P. 304—316.

31. Aniol K., Johnson R., Tacik R. e.a.//Proc. Int. Conf. Part. and Nuclei, Heidelberg. 1984. Vol. 1. P. E17, E19.
32. Angelescu T., Lazanu I., Mihul A. e.a. Preprint CIP NP-33-1984.//Bucharest, 1984; Nuovo cimento, 1985. Vol. 89A. P. 162—176.
33. Richard Serre G., Hirt W., Measday D. e.a.//Nucl. Phys. 1970. Vol. B20. P. 413—440.
34. Dubnicka S. JINR preprint E2-6765. Dubna, 1972.
35. Batty C.J., Squier G.T., Turner G.K.//Nucl. Phys. 1973. Vol. B67. P. 492—503.
36. Pilkuhn H., Zovko N., Schlaile H.//Z. Phys. 1976. Vol. A279. P. 283—288.
37. Das K.M., Deo V.B.//Phys. Rev. 1982. Vol. C26. P. 211—224.
38. Nichitiu F., Falomkin I. V., Sapozhnikov M.G. e.a.//Nuovo cimento. 1982. Vol. 67A. P. 1—18.
39. Никитиу Ф., Сапожников М. Г.//ЯФ. 1983. Т. 37. С. 1209—1216.
40. Ericson T.E.O., Locher M.//Nucl. Phys. 1970. Vol. A148. P. 1—61.
41. Chavanon P., Crozon M., Lagay Th. e.a.//Nuovo cimento. 1965. Vol. A40. P. 935—947.
42. Козодаев М. С., Кулюкин М. М., Суляев Р. М. и др.//ЖЭТФ. 1960. Т. 38. С. 409—422.
43. Народецкый И. М., Симонов Ю. А.//ЯФ. 1979. Т. 28. С. 1356—1371.
44. Albanese J.P., Arvieux J., Bolger J. e.a.//Nucl. Phys. 1980. Vol. A350. P. 301—331.
45. Dumbrajs O., Fröhlich J., Klein U. e.a.//Phys. Rev. 1984. Vol. C29. P. 581—591.
46. Nordberg M.E., Kinsey K.F.//Phys. Lett., 1966. Vol. 20. P. 692—695.
47. Crowe K.M., Fainberg A., Miller J. e.a.//Phys. Rev. 1969. Vol. 180. P. 1349—1358.
48. Falomkin I.V., Nichitiu F., Sapozhnikov M.G. e.a.//Nuovo cimento. 1978. Vol. 43A. P. 604—614.
49. Khankhasaev M.Kh., Nichitiu F., Sapozhnikov M.G. JINR preprint E4-85-612. Dubna, 1985.
50. Mach R., Sapozhnikov M.G.//J. Phys. G. 1984. Vol. 10. P. 147—163.
51. Никитиу Ф. Фазовый анализ в физике ядерных взаимодействий: Пер. с англ. М.: Мир. 1983.
52. Никитиу Ф.//ЭЧАЯ. 1981. Т. 12. Вып. 4. С. 805—847.
53. Kerman A., McManus H., Thaler R.//Ann. Phys. 1959. Vol. 8. P. 551—608.
54. Kisslinger L.S.//Phys. Rev. 1955. Vol. 98. P. 761—784.
55. Landau R.H., Phatak S.C., Tabakin F.//Ann. Phys. 1973. Vol. 79. P. 299—339.
56. Mach R.//Nucl. Phys. 1973. Vol. A205. P. 56—72.
57. Miller G.A.//Phys. Rev. 1974. Vol. C10. P. 1242—1245.
58. Landau R.H., Thomas A.W.//Nucl. Phys. 1978. Vol. A302. P. 461—492.
59. Landau R.H.//Phys. Rev. 1977. Vol. C15. P. 2127—2138.
60. Mach R.//Czech. J. Phys. 1983. Vol. B33. P. 549—615; *ibid.* P. 616—641; *ibid.* P. 772—786.
61. Maillet J.P., Dedonder J.P., Schmitt C.//Nucl. Phys. 1979. Vol. A316. P. 267—289.
62. Tandy P.C., Redish E.F., Bolle D.//Phys. Rev. 1977. Vol. C16. P. 1924—1944.
63. Koltun D.S., Schneider D.M.//Phys. Rev. Lett. 1979. Vol. 42. P. 211—214.
64. Fournier G., Gerand A., Miller J. e.a.//Nucl. Phys. 1984. Vol. A426. P. 542—556.
65. De Kam J.//Z. Phys. 1980. Vol. A296. P. 133—140.
66. Silver M., Austern N.//Phys. Rev. 1980. Vol. C21. P. 272—292.
67. Riska D.O.//Nucl. Phys. 1982. Vol. A377. P. 319—340.
68. Kaufmann W. B., Gibbs W. R.//Phys. Rev. 1983. Vol. C28. P. 1286—1300.

69. Belyaev V.B., Zubarev A.L., Rachimov A.J.//J. Phys. G. 1980. Vol. 6. P. L42—L53.
70. De Kam J., Verkley W., Van Doremalen H.//Nucl. Phys. 1981. Vol. A370. P. 413—430.
71. Мусаханов М. М., Рахимов А.//ЯФ. 1982. Т. 35. С. 897—904.
72. Mach R.//Nucl. Phys. 1976. Vol. A258. P. 513—532.
73. Landau R.H.//Ann. Phys. 1975. Vol. 92. P. 205—234; TRIUMF Workshop on the Future of Pion —Nucl. Interactions, TRI-79-2, 1979.
74. Collard H., Hofstadter R., Hughes E.//Phys. Rev. 1965. Vol. 138. P. B57—B65; McCarthy J., Sick I., Whitney R.R. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1970. Vol. 25. P. 884—888.
75. Mach R., Sapozhnikov M.G.//J. Phys. G. 1982. Vol. 8. P. L117—L120.
76. Gerace W.J., Mestre J., Walker J. e.a.//Phys. Rev. 1980. Vol. C22. P. 1197—1201.
77. Falomkin I.V., Lyashenko V.I., Mach R. e.a.//Nuovo cimento. 1980. Vol. 57. P. 111—129.
78. De Kam J.//Nucl. Phys. 1981. Vol. A360. P. 297—314.
79. Wakamatsu M.//Nucl. Phys. 1978. Vol. A312. P. 427—456.
80. Wakamatsu M.//Nucl. Phys. 1980. Vol. A340. P. 289—306.
81. Ханхасаев М. Х.//ЯФ. 1982. Т. 36. С. 633—652; Беляев В. Б., Киржаниц Д. А., Такибаев Н. Ж. и др.//ЯФ. 1980. Т. 31. С. 1120—1131.
82. Belyaev V.B., Wrzcionko J. JINR preprint E2-10668. Dubna, 1977.
83. Беляев В. Б., Вжэционко Е.//ЯФ. 1980. Т. 32. С. 1276—1282.
84. Gmitro M., Mach R.//Z. Phys. 1979. Vol. A290. P. 179—184.
85. Gmitro M., Kvasil J., Mach R.//Phys. Rev. 1985. Vol. C31. P. 1349—1359.
86. Mach R., Sapozhnikov M.G., Shcherbakov Yu.A.//Czech. J. Phys. 1976. Vol. B26. P. 1248—1261.
87. Sheherbakov Yu.A., Angelescu T., Falomkin I.V. e.a.//Nuovo cimento. 1976. Vol. 31A. P. 262—276.
88. Kisslinger L.S., Wang W.L.//Ann. Phys. 1976. Vol. 99. P. 374—392.
89. Oset E., Weise W.//Nucl. Phys. 1979. Vol. A319. P. 477—517.
90. Hirata M., Koch J., Lenz F. e.a.//Ann. Phys. 1979. Vol. 120. P. 205—248.
91. Oset E., Weise W.//Nucl. Phys. 1979. Vol. A329. P. 365—380.
92. Saharia A.N., Woloshyn R.M., Kisslinger L.S.//Phys. Rev. 1981. Vol. C23. P. 2140—2149.
93. Masutani K., Yazaki K.//Nucl. Phys. 1983. Vol. A407. P. 309—348.
94. Silbar R.R., Piasetzky E.//Phys. Rev. 1984. Vol. C29. P. 1116—1118.
95. Huber M.G., Klingenberg K.//Lect. at the Int. School on Intermediate Energy Phys. Ariccia, 1979.
96. Mason G.R., Beer G., Bryman D. e.a.//Phys. Lett. 1978. Vol. 74B. P. 179—182; Nucl. Phys. 1980. Vol. A340. P. 240—248.
97. Schwanner I., Backenstoss G., Kowald W. e.a.//Nucl. Phys. 1984. Vol. A412. P. 253—272.
98. Backenstoss G., Egger J., von Egidy T. e.a.//Nucl. Phys. 1974. Vol. A232. P. 519—532.
99. Batty C.J., Biagi S., Hoath S. e.a.//Nucl. Phys. 1979. Vol. A326. P. 455—462.
100. Abela R., Backenstoss G., d'Oliveira A.B. e.a.//Phys. Lett. 1977. Vol. 68B. P. 429—432.
101. Бунатян Г. Г., Поль Ю. С.//ЯФ. 1977. Т. 25. С. 535—544.
102. Thies M.//Phys. Lett. 1976. Vol. 63B. P. 43—46.
103. Stricker K., McManus H., Carr J.A.//Phys. Rev. 1979. Vol. C19. P. 929—947.
104. Seki R., Masutani K.//Phys. Rev. 1983. Vol. C27. P. 2799—2816.
105. Yoo K.B., Landau R.H.//Phys. Rev. 1982. Vol. C25. P. 489—503.
106. Lee T.-S.H., Ohta K.//Phys. Rev. Lett. 1982. Vol. 49. P. 1079—1082.
107. Lohs K.P., Hüfner J.//Nucl. Phys. 1978. Vol. A296. P. 349—360.

108. Shimizu K., Faessler A.//Nucl. Phys. 1980. Vol. A333. P. 495—513.
 109. Hachenberg F., Pirner H.J.//Ann. Phys. 1978. Vol. 112. P. 401—442.
 110. Сергеев Ф. М.//Тр. XVII зимней школы ЛИЯФ, 1982. С. 158—206.
 111. Копалейшвили Т. И.//ЭЧАЯ. 1971. Т. 2. Вып. 2. С. 439—480.
 112. Backenstoss G., Cierjacks S., Furic M. e.a.//Proc. PANIC Conf. Heidelberg, 1984. Vol. 1. P. E15.
 113. Gotta D., Dörr M., Fetscher W. e.a.//Phys. Lett. 1982. Vol. 112B. P. 129—132.
 114. Backenstoss G., Izycki M., Steinacher M. e.a.//Phys. Lett. 1984. Vol. 137B. P. 329—333.
 115. Backenstoss G., Kowald W., Schwanner I. e.a.//Phys. Lett. 1982. Vol. 115B. P. 445—449.
 116. Ashery D., Holt R., Jackson H. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1981, Vol. 47. P. 895—898.
 117. Moinester M.A., Gill D., Vincent J. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 52. P. 1203—1206.
 118. Ashery D., Navon I., Azuelos G. e.a.//Proc. X PANIC Conf. Heidelberg, 1984. P. E20.
 119. Toki H., Sarafian H.//Phys. Lett. 1982. Vol. 119B. P. 285—288.
 120. Maxwell O. V., Weise W., Brack M.//Nucl. Phys. 1980. Vol. A348. P. 388—428.
 121. Cheung C.Y., Maxwell O.V.//Proc. X PANIC Conf. Heidelberg, 1984. P. E28.
 122. Källne J., Davis J., McCarthy J. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1980. Vol. 45. P. 517—518.
 123. Henley E., Miller G.A. Mesons in nuclei. V. 1. North-Holland, Amsterdam, 1979. P. 405.
 124. Thomas A. W., Afnan I.R.//Phys. Lett. 1975. Vol. 55B. P. 425—429.
 125. Tjon J.A.//Nucl. Phys. 1981. Vol. A353. P. 47—64.
 126. Okamoto K.//Phys. Lett. 1966. Vol. 19. P. 676—679.
 127. Alder J.C., Joseph C., Perroud J. e.a.//Phys. Rev. 1983. Vol. D27. P. 1040—1055.
 128. Carter J.R., Bugg D., Carter A.A.//Nucl. Phys. 1973. Vol. B58. P. 378—402.
 129. Nefkens B.M.K., Briscoe W., Eichen A. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 52. P. 735—738.
 130. Займидорога О. А., Кулюкин М. М., Суляев Р. М. и др.//ЖЭТФ. 1965. Т. 48. С. 1267—1278; *ibid.* 1966. Т. 51. С. 1646—1653.
 131. Bickerstaff R.P., Thomas A.W.//Phys. Rev. 1982. Vol. D25. P. 1869—1874.
 132. Fröhlich J., Streit L., Zankel H. e.a.//J. Phys. G. 1980. Vol. 6. P. 841—852.
 133. Fröhlich J., Sanghai R., Fayard C. e.a.//Nucl. Phys. 1985. Vol. A435. P. 738—764.
 134. Balestri B., Fournier G., Gerard A. e.a.//Nucl. Phys. 1983. Vol. A392. P. 217—231.
 135. Fröhlich J., Schlaile H., Streit L. e.a.//Z. Phys. A. 1981. Vol. 302. P. 89—94.
 136. Belyaev V.B., Khankhasaev M.X.//Phys. Lett. 1984. Vol. 137B. P. 299.
 137. Rowe G., Salomon M., Landau R.H.//Phys. Rev. 1978. Vol. C18. P. 584—589.
 138. Кольбасов В. М., Кудрявцев А. Е.//Письма в ЖЭТФ. 1973. Т. 18. С. 527—529.
 139. Pupyshv V.V., Rakityanski S.A. Preprint JINR E4-84-340. Dubna, 1984.
 140. Belyaev V.B., Pupyshv V.V., Rakityansky S.A. Preprint JINR E4-84-675. Dubna, 1984.

141. Whitney R.R., Källne J., McCarthy J. e.a.//Nucl. Phys. 1983. Vol. A408. P. 417—424.
142. Будагов Ю. А., Ермолов П. Ф., Кушниренко Е. А. и др.//ЖЭТФ. 1962. Т. 42. С. 1191—1208.
143. Колыбасов В. М., Лексин Г. А., Шапиро И. С.//УФН. 1974. Т. 113. С. 239—287.
144. Шапиро И. С. Теория прямых ядерных реакций. М.: Атомиздат, 1963.
145. Mach R., Sapozhnikov M.G., Guaraldo C. e.a.//Nuovo cimento. 1978. Vol. 45A. P. 325—340.
146. Kyle G.S., Amaudruz P., Bauer Th. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 52. P. 974—977.
147. Balestra F., Bossolasco S., Bussa M. e.a.//Proc. PANIC Conf. Heidelberg, 1984. P. E6; Nuovo cimento Lett. 1984. Vol. 41. P. 391—397.
148. Ziock H.J., Morris C., Das G. e.a.//Phys. Rev. 1984. Vol. C30. P. 650—671.
149. Дахно Л. Г., Коптев В. П., Кравцов А. В. и др.//ЯФ. 1981. Т. 33. С. 112—120.
150. Garcilazo H.//Phys. Rev. 1982. Vol. C26. P. 2685—2699.
151. Garcilazo H.//Nucl. Phys. 1983. Vol. A408. P. 559—641.
152. Weyer H., Backenstoss G., Izycki M. e.a.//Proc. Intern. Symp. Mesons and Light Nuclei. Bechyne, 1985. P. 64—69.