

УДК 539.17.01; 539.172.12; 539.128.53

## УПРУГОЕ $p^3\text{He}$ -РАССЕЯНИЕ НАЗАД И СТРУКТУРА ЯДРА $^3\text{He}$

Ю.Н.Узиков

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Казахский государственный университет им.Аль-Фараби, Алма-Ата, Казахстан

ВВЕДЕНИЕ	1010
ПРИБЛИЖЕНИЕ $d + p$ ДЛЯ ВОЛНОВОЙ ФУНКЦИИ ЯДРА $^3\text{He}$	1012
Зарядовый формфактор ядра $^3\text{He}$ в приближении $d + p$	1013
Механизмы упругого $p^3\text{He}$ -рассеяния назад при ограничении $p + d$ -конфигурацией ядра $^3\text{He}$	1015
АМПЛИТУДА ПЕРЕДАЧИ $np$ -ПАРЫ В ПРОЦЕССЕ $4 + \{123\} \rightarrow 1 + \{423\}$	
В ЧЕТЫРЕХМЕРНОЙ ДИАГРАММНОЙ ТЕХНИКЕ	1020
Амплитуда виртуального распада трехчастичного связанного состояния $\{123\} \rightarrow 1 + 2 + 3$	1020
Амплитуда $np$ -передачи в трехмерном представлении	1026
Учет тождественности нуклонов и связь с борновским приближением	1027
Обмен дейтроном	1029
УЧЕТ ПЕРЕРАССЕЯНИЙ В НАЧАЛЬНОМ И КОНЕЧНОМ СОСТОЯНИЯХ В ПРИБЛИЖЕНИИ ГЛАУБЕРА — СИТЕНКО	1030
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ РЕАЛИСТИЧЕСКОЙ ВОЛНОВОЙ ФУНКЦИИ ЯДРА $^3\text{He}$	1033
Многоканальная спин-изоспиновая структура амплитуды $np$ -передачи	1034
Учет релятивистских эффектов	1038
РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ И ОБСУЖДЕНИЕ	1039
Низкие энергии	1039
Промежуточные энергии	1043
Проявление $\hat{A}\{d^* + p\}$ структуры ядра $^3\text{He}$ в процессе $p^3\text{He}$ -рассеяния назад	1048
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	1050
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1051

УДК 539.17.01; 539.172.12; 539.128.53

## УПРУГОЕ $p^3\text{He}$ -РАССЕЯНИЕ НАЗАД И СТРУКТУРА ЯДРА $^3\text{He}$

Ю.Н.Узиков

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Казахский государственный университет им.Аль-Фараби, Алма-Ата, Казахстан

Рассмотрены механизмы упругого  $p^3\text{He}$ -рассеяния назад при энергиях  $0,5 \div 2$  ГэВ на основе использования трехмерной и четырехмерной нерелятивистской диаграммной техники. Для описания структуры ядра  $^3\text{He}$  на первом этапе используется приближение двухтельной  $d + p$ -конфигурации, а затем — трехтельная пятиканальная волновая функция из решения уравнений Фаддеева. При этом показано, что учет трехчастичных свойств структуры ядра  $^3\text{He}$  имеет решающее значение. Релятивистские эффекты учтены на основе релятивистской квантовой механики систем с фиксированным числом частиц. Детально исследованы механизм обмена дейтроном, коррелированной и некоррелированной  $np$ -парами, треугольная диаграмма с подпроцессом  $pd \rightarrow ^3\text{He}\pi^0$ . Особое внимание уделено механизму последовательной передачи  $np$ -пары, который невозможно учесть в рамках двухтельных моделей ядра  $^3\text{He}$ . Показано, что этот механизм с учетом перерассеяний позволяет успешно описать имеющиеся экспериментальные данные об энергетической и угловой зависимости дифференциального сечения при энергии  $1\text{—}2$  ГэВ без использования свободных параметров. Продемонстрированы яркие эффекты, обусловленные проявлением  $\hat{A}\{(NN)(^1S_0) + N\}$ -компоненты волновой функции ядра  $^3\text{He}$  и глауберовскими перерассеяниями в начальном и конечном состояниях. Приведены также результаты анализа при низких энергиях, выполненного на основе унитаризованного  $K$ -матричного подхода.

Mechanisms of backward elastic  $p^3\text{He}$  scattering in the energy range of  $0.5 \div 2$  GeV are analysed on the basis of 3- and 4-dimensional technique of nonrelativistic graphs. At the first step the structure of  $^3\text{He}$  nucleus is described in the framework of two-body approximation corresponding to its  $d + p$  configuration after that the three-body 5-channel wave function is used from solution of Faddeev equations. It is shown the three-body structure of  $^3\text{He}$  is of principal value in the process under discussion. Relativistic effects are estimated on the basis of relativistic quantum mechanics with fixed number of particles. The mechanisms of deuteron exchange, interacting and noninteracting  $np$ -pair transfer, triangular diagram with subprocess  $pd \rightarrow ^3\text{He}\pi^0$  are discussed in detail. A special attention is paid to the mechanism of sequential transfer of  $pn$  pair which is not permitted of in the framework of two-body models of  $^3\text{He}$ . It is shown taking into account rescatterings that this mechanism allows one to describe successfully the available experimental data on energy and angular dependence of the differential cross section at the initial energy  $\sim 1\text{—}2$  GeV without introducing any free parameters. Remarkable effects caused by the  $\hat{A}\{(NN)(^1S_0) + N\}$ -component of  $^3\text{He}$  wave function and Glauber-Sitenko rescatterings in the initial and final states are displayed. The results of analysis performed at low energies on the basis of the unitarized  $K$ -matrix approach are shown.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из главных задач экспериментального и теоретического исследования процессов взаимодействия протонов с легчайшими ядрами при большой

передаче импульса  $\Delta > 1$  ГэВ/с является получение информации о структуре этих ядер на малых расстояниях между нуклонами  $r_{NN} \sim 1/\Delta \sim 0,5$  фм и о  $NN$ -взаимодействии в области перекрытия нуклонов. Ценность такой информации обусловлена тем, что она может быть непосредственно связана с фундаментальными проблемами теории сильных взаимодействий – конфайнментом цвета и кварк-адронной дуальностью, а получение ее из процессов с малой передачей импульса невозможно в принципе. В  $pd$ -столкновениях простейшим процессом с большой передачей импульса является упругое  $pd$ -рассеяние назад. В этом процессе дейтрон проявляет удивительное свойство упруго воспринимать как целое большую передачу импульса и энергии, которая в сотни раз превышает его энергию связи. В теоретических работах настойчиво исследуется вопрос о том, в какой мере это свойство дейтрона может быть связано с шестикварковой и релятивистской структурой его волновой функции. В другом упругом процессе —  $p^3\text{He}$ -рассеянии назад при начальных энергиях 1—2 ГэВ — достигнуты большие передачи импульса  $\Delta \sim 3$  ГэВ/с [1], что существенно выше, чем в данных по электронному рассеянию [2]. Это дает основание надеяться на возможность получения из этого процесса новой информации о структуре ядра  $^3\text{He}$  в области малых  $NN$ -расстояний по сравнению с  $e^3\text{He}$ -рассеянием.

Активное исследование упругого  $pd$ -рассеяния назад в течение трех последних десятилетий принесло ряд интересных идей в физику промежуточных энергий (существование нуклонных изобар  $N^*$  в ядрах [3], трехбарионные резонансы [4]), выявило важную роль виртуальных пионов [5, 6], поставило вопрос о динамике цвета в этом процессе [7]. Очевидный прогресс достигнут в описании упругого  $p^3\text{He}$ -рассеяния назад при энергиях  $0,5 \div 1$  ГэВ [8] и  $1 \div 1,7$  ГэВ [9, 10]. Однако следует признать, что при современном состоянии теории этих процессов они не являются достаточно тонким инструментом исследования высокоимпульсных компонент волновых функций дейтрона и ядра  $^3\text{He}$ . Сейчас становится все более очевидным, что связь наблюдаемых характеристик с волновой функцией ядра не является прозрачной даже в рамках простейших механизмов — обмен нейтроном в  $pd \rightarrow dp$  или обмен  $np$ -парой в  $p^3\text{He} \rightarrow ^3\text{He}p$  вследствие эффектов взаимодействия в начальном и конечном состояниях, роль которых довольно значительна, несмотря на высокую энергию столкновения [9, 11, 12]. Кроме того, установлено, что при определенных энергиях большая передача импульса может осуществляться посредством механизмов, не требующих существенного участия высокоимпульсных компонент волновой функции ядра. В  $pd$ -рассеянии назад одним из таких механизмов является двукратное  $pN$ -рассеяние с возбуждением  $\Delta$ -изобары, доминирующее в области начальных энергий  $0,5 \div 1,0$  ГэВ. Более утонченный пример маскировки ядерной структуры на малых расстояниях в реакции с большой передачей импульса дает упругое  $p^3\text{He}$ -рассеяние назад. В этом процессе при  $T_p = 1 \div 2$  ГэВ и  $\theta_{\text{ц.м.}} = 180^\circ$  нечувствительность к

высокоимпульсным компонентам волновой функции ядра по одному из якобиевских импульсов связана не с возбуждением нуклонных резонансов, а со специфической трехтельной структурой ядра  ${}^3\text{He}$ .

В настоящей работе дан обзор результатов, полученных в последние годы, при теоретическом анализе процесса  $p{}^3\text{He} \rightarrow {}^3\text{He}p$ . Сделан критический анализ работ, в которых предпринимаются попытки описать упругое  $p{}^3\text{He}$ -рассеяние назад на основе упрощенной картины взаимодействия, связанной только с вершиной  ${}^3\text{He} \rightleftharpoons d + p$  без учета перерассеяний. Приведены результаты более последовательного описания этого процесса, выполненного с использованием трехтельной волновой функции ядра  ${}^3\text{He}$  на основе диаграммного и операторного формализмов для амплитуды рассеяния с учетом взаимодействия в начальном и конечном состояниях. Как показывают результаты анализа, в упругом  $p{}^3\text{He}$ -рассеянии назад эффекты взаимодействия в начальном и конечном состояниях, а также эффекты структуры ядра являются более яркими, чем в процессе  $pd \rightarrow dp$ . Поэтому упругое  $p{}^3\text{He}$ -рассеяние назад в интервале  $1 \div 2$  ГэВ, по мнению автора данного обзора, в настоящее время удалось понять лучше, чем упругое  $pd$ -рассеяние назад, несмотря на то, что ядро  ${}^3\text{He}$  является более сложным объектом, чем дейтрон.

## 2. ПРИБЛИЖЕНИЕ $d + p$ ДЛЯ ВОЛНОВОЙ ФУНКЦИИ ЯДРА ${}^3\text{He}$

В литературе известно несколько моделей процесса  $p{}^3\text{He} \rightarrow {}^3\text{He}p$ , предложенных по аналогии с упругим  $pd$ -рассеянием назад (см. рис.1): треугольная диаграмма однопионного обмена (ОПО) с подпроцессом  $pd \rightarrow {}^3\text{He}\pi^0$  [1, 13], срыв тяжелой частицы [14, 15], микроскопическая оптическая модель с учетом антисимметризации  $pN$ -амплитуд [8]. В работе [10] рассмотрен механизм передачи дейтрона в релятивистской динамике светового фронта. Общими чертами перечисленных моделей являются: высокая чувствительность расчетных характеристик к структуре ядра  ${}^3\text{He}$  на малых  $NN$ -расстояниях и вполне удовлетворительное согласие каждой из них с экспериментальными данными о сечении рассеяния на углы, близкие к  $\theta_{\text{ц.м.}} = 180^\circ$ . Однако это согласие получено при слишком упрощенных предположениях о структуре ядра  ${}^3\text{He}$  и без учета взаимодействия в начальном и конечном состояниях. В настоящем обзоре рассмотрение упругого  $p{}^3\text{He}$ -рассеяния назад начато с анализа таких моделей, ограниченных  $d + p$ -конфигурацией ядра  ${}^3\text{He}$ , с целью сравнить их далее с результатами, полученными на основе применения трехтельной волновой функции ядра  ${}^3\text{He}$ .

В этом разделе показана роль  $d + p$ -конфигурации ядра  ${}^3\text{He}$  в упругом  $p{}^3\text{He}$ -рассеянии назад при энергии  $400 \div 1700$  МэВ на основе механизмов обмена дейтроном, однократного  $pp$ - и  $pd$ -рассеяния, механизма с подпроцессом  $pd \rightarrow {}^3\text{He}\pi^0$ . Представлены также результаты расчета зарядового формфактора ядра  ${}^3\text{He}$  в рамках приближения  ${}^3\text{He} = d + p$ .

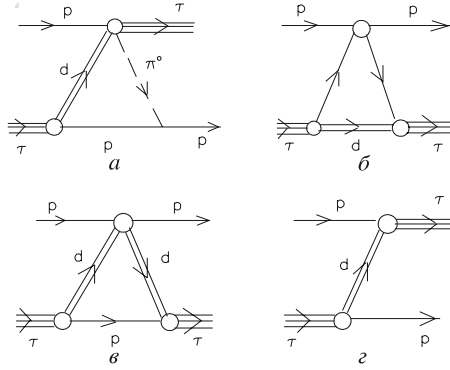


Рис. 1. Механизмы упругого  $p^3\text{He}$ -рассеяния назад в рамках  $d + p$ -конфигурации для ядра  $^3\text{He}$ : а) однопионный обмен (ОПО); б) однократное рассеяние на виртуальном протоне (ОР); в) однократное рассеяние на виртуальном дейтроне (ОРВД); г) обмен дейтроном

**2.1. Зарядовый формфактор ядра  $^3\text{He}$  в приближении  $d + p$ .** При ограничении  $p + d$ -конфигурацией ядра  $^3\text{He}$  все матричные элементы процессов на ядре  $^3\text{He}$  выражаются через интеграл перекрытия трехтельной волновой функции ядра  $^3\text{He}$ ,  $\psi_{\tau}^{\sigma\tau}$  с произведением волновых функций дейтрона  $\psi_d^{\sigma d}$  и протона  $\chi_{1/2}^{\sigma p}$ :

$$G(\rho) = \langle \chi_{1/2}^{\sigma p} \psi_d^{\sigma d}(\mathbf{r}) | \psi_{\tau}^{\sigma\tau}(\mathbf{r}, \rho) \rangle =$$

$$= \sum_{L=0,2, M, S, \sigma} (L M S \sigma | \frac{1}{2} \sigma_{\tau}) (1 \sigma_d \frac{1}{2} \sigma_p | S \sigma) U_L(\rho) Y_{LM}(\hat{\rho}), \quad (1)$$

где  $S = 3/2$  для  $L = 2$  и  $S = 1/2$  для  $L = 0$ . Здесь использованы стандартные обозначения для сферических функций  $Y_{LM}$  и коэффициентов Клебша — Гордана.  $S$ - и  $D$ -компоненты волновой функции  $U_L(\rho)$ , определенные формулой (1), найдены в [16] из решения уравнений Фаддеева для потенциала Рейда с мягким кором для  $NN$ -взаимодействия. Здесь эти результаты используются при следующем условии нормировки для волновых функций  $U_0$  и  $U_2$ :

$$\int_0^{\infty} [U_0^2(\rho) + U_2^2(\rho)] \rho^2 d\rho = 1. \quad (2)$$

В действительности трехтельные расчеты дают для нормировочного интеграла (2) величину меньше единицы: 0,43 [17]. Можно, однако, надеяться, что нормировка (2) эффективно учитывает вклад конфигурации  $p + d^*$  с  $pn$ -парой в синглетном состоянии. Волновые функции  $U_0(r)$  и  $U_2(r)$  параметризуем в

следующем виде:

$$U_0(r) = \sum_{i=1}^5 \alpha_i \exp(-\beta_i r^2), \quad U_2(r) = \sum_{i=1}^5 \delta_i r^2 \exp(-\gamma_i r^2). \quad (3)$$

Коэффициенты разложений (3) приведены в табл.1.

**Таблица 1. Коэффициенты разложения (3)**

$\alpha_i, \text{фм}^{-3/2}$	$\beta_i, \text{фм}^{-2}$	$\delta_i, \text{фм}^{-7/2}$	$\gamma_i, \text{фм}^{-2}$
1.80112E-02	2.15766 E-02	-1.93862E-03	9.83826 E-02
2.13255E-01	8.35379 E-02	-1.58838 E-02	3.18527 E-01
9.00237E-02	1.27578 E-01	-3.11061 E-02	6.43963 E-01
3.23190E-01	3.26778 E-01	-3.83184 E-02	1.19183 E+00
-2.17017E-01	1.06206 E+00	-9.57312 E-02	4.47721 E+00

Чтобы определить область значений переданного импульса, при которых рассматриваемое двухтельное приближение является разумным, вычислим зарядовый формфактор  $F_{ch}^r$  ядра  ${}^3\text{He}$  с волновыми функциями [16]. Ограничиваясь  $p + d$ -конфигурацией в волновой функции ядра  ${}^3\text{He}$ , получаем следующее выражение для зарядового формфактора:

$$F_{ch}^{3\text{He}}(\Delta) = \frac{1}{2} F_{ch}^p(\Delta) \left\{ F_{000} \left( \frac{2}{3} \Delta \right) + F_{022} \left( \frac{2}{3} \Delta \right) \right\} + \frac{1}{2} [F_{ch}^p(\Delta) + F_{ch}^n(\Delta)] \left\{ S_s^d \left( \frac{1}{2} \Delta \right) \left[ F_{000} \left( \frac{1}{3} \Delta \right) + F_{022} \left( \frac{1}{3} \Delta \right) \right] + \frac{1}{\sqrt{8\pi}} S_Q^d \left( \frac{1}{2} \Delta \right) \left[ \sqrt{8} F_{220} \left( \frac{1}{3} \Delta \right) - F_{222} \left( \frac{1}{3} \Delta \right) \right] \right\}. \quad (4)$$

Здесь  $\Delta$  — переданный импульс,  $S_s^d(\Delta)$  и  $S_Q^d(\Delta)$  — скалярный и квадрупольный формфакторы дейтрона из работы [18], формфакторы  $F_{LLL'}$  определены ниже формулой (15). Для формфакторов нуклонов  $F_{ch}^N(\Delta)$  используем параметризацию [19]. Результаты расчета сравниваются с экспериментальными данными [20] на рис.2. При  $\Delta \leq 1,5$  ГэВ/с расчет по формуле (4) существенно отличается от расчета в импульсном приближении с трехтельной волновой функцией ядра  ${}^3\text{He}$  с потенциалом Рейда с мягким кором [21]. Однако при  $\Delta \geq 1,5$  ГэВ/с уже заметно проявляется недостаточный вес высокоимпульсной компоненты в конфигурации  $p + d$ , в результате расчет в двухтельном приближении оказывается значительно ниже соответствующей кривой, полученной с трехтельной волновой функцией. Таким образом,

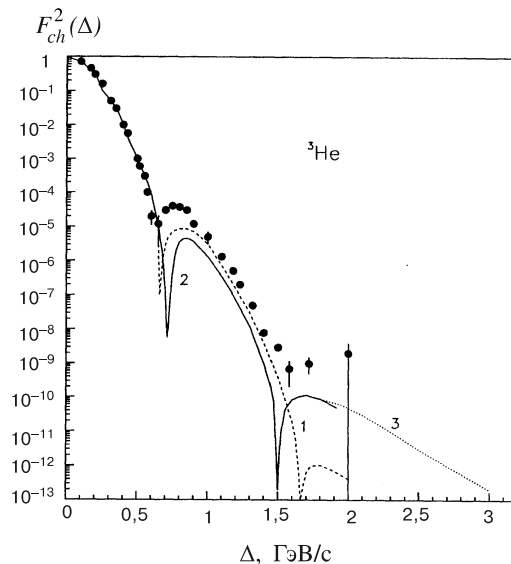


Рис. 2. Результаты расчета зарядового формфактора ядра  $^3\text{He}$  в импульсном приближении: 1 — с учетом только  $d + p$ -конфигурации; 2 — с использованием трехтельной волновой функции ядра  $^3\text{He}$  [16] для потенциала Рейда с мягким кором; 3 — экстраполяция формфактора в область переданных импульсов  $\Delta = 2 \div 3$  ГэВ/с. Точки — экспериментальные данные [20]

можно заключить, что конфигурация  $p + d$ , соответствующая выражениям (1), (2), вносит доминирующий вклад в зарядовый формфактор ядра  $^3\text{He}$  вплоть до значений переданного импульса  $\Delta \leq 1,5$  ГэВ/с. В области  $\Delta \sim 1,5$  ГэВ/с точность экспериментальных данных недостаточна, чтобы подтвердить существование или уточнить положение второго теоретического минимума зарядового формфактора.

**2.2. Механизмы упругого  $p^3\text{He}$ -рассеяния назад при ограничении  $p + d$ -конфигурацией ядра  $^3\text{He}$ . Потенциальный подход.** В потенциальной теории амплитуда упругого  $p^3\text{He}$ -рассеяния с учетом принципа Паули может быть представлена в виде двух слагаемых:

$$\langle f|\tau|i \rangle = \langle f|\tau_{MS}|i \rangle - \langle f|\tau_{ex}|i \rangle. \quad (5)$$

Здесь  $\tau_{MS}$  — модифицированный ряд многократного рассеяния; оператор  $\tau_{ex}$  описывает обмен двухнуклонным кластером, сопровождающийся  $pN$ -перерассеяниями. Ранее в работе [22] удалось описать процесс упругого  $p^4\text{He}$ -рассеяния назад в рамках  $p + t$ -конфигурации для ядра  $^4\text{He}$ . Подобная программа в отношении  $p^3\text{He}$ -рассеяния назад при ограничении  $p + d$ -конфигу-

рацией была реализована в работе [23]. Здесь кратко излагаются результаты работы [23].

В борновском приближении первое слагаемое в формуле (5) сводится к сумме диаграмм однократного рассеяния на протоне (ОР) и однократного рассеяния на виртуальном дейтроне (ОРВД), а второе слагаемое совпадает с полюсной диаграммой обмена дейтроном (ОД) (см. рис. 1). Для дифференциального сечения, определяемого суммой этих диаграмм, в случае неполяризованных частиц имеем

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{\text{ц.м.}}} = \frac{1}{4\pi^2} \left( \frac{E_p E_\tau}{E_p + E_\tau} \right)^2 \left[ \overline{|M_{\text{ОД}}|^2} + \overline{|M_\Delta|^2} + \overline{M_{\text{ОД}} M_\Delta^*} + \overline{M_{\text{ОД}}^* M_\Delta} \right]. \quad (6)$$

Здесь  $M_{\text{ОД}}$  — амплитуда обмена дейтроном,  $M_\Delta$  — сумма амплитуд ОР и ОРВД;  $E_p$  и  $E_\tau$  — полная энергия протона и ядра-мишени соответственно.

После усреднения и суммирования по спинам для квадрата модуля амплитуды  $M_{\text{ОД}}$  имеем

$$\begin{aligned} \overline{|M_{\text{ОД}}|^2} = & \frac{16\pi^2}{3} N_{pd}^2 \left( \frac{p_d^2 - m_d^2}{2m_d} \right)^2 \left\{ [U_0^2(q) + U_2^2(q)]^2 + \right. \\ & \left. + 4[U_0(q) U_2(q) + \frac{1}{\sqrt{8}} U_2^2(q)]^2 P_2(\mathbf{q}\mathbf{q}') \right\}, \quad (7) \end{aligned}$$

где  $N_{pd}$  — комбинаторный множитель, равный 2, что соответствует двум протонам ядра-мишени;  $p_d^2 = (p_\tau - p_p)^2$  — квадрат 4-импульса виртуального дейтрона;  $q$  и  $q'$  — относительные 3-импульсы в вершинах  $\tau \rightarrow d + p$  и  $d + p \rightarrow \tau$ . Согласно релятивистской квантовой механике [24] для импульсов  $\mathbf{q}$  и  $\mathbf{q}'$  имеем следующие выражения:

$$\mathbf{q} = \frac{\varepsilon_p + E_p}{E_p + E_d + M_{pd}} \mathbf{p}'_\tau - \mathbf{p}_p, \quad (8)$$

$$\mathbf{q}' = -\frac{\varepsilon_p + E_p}{E_p + E_d + M_{pd}} \mathbf{p}_\tau - \mathbf{p}'_p, \quad (8)$$

$$\varepsilon_p = \sqrt{q^2 + m_p^2}, E_j = \sqrt{m_j^2 + \mathbf{p}_j^2}, \quad (9)$$

где  $\mathbf{p}_j$  — импульс  $j$ -й частицы в с.ц.м.  $p + \tau$ ;  $M_{pd}$  — инвариантная масса системы  $p + d$ :

$$M_{pd}^2 = \left\{ \sqrt{m_p^2 + Q_0^2} + \sqrt{m_d^2 + 2Q_0^2(1 + \cos \Theta_{\text{ц.м.}})} \right\}^2 - Q_0^2; \quad (10)$$

$Q_0$  — относительный импульс в системе  $p + {}^3\text{He}$ .



После усреднения и суммирования по спинам находим следующие выражения для  $\overline{|M_\Delta|^2}$  и  $\overline{M_\Delta^* M_{\text{ОД}}}$ :

$$\overline{|M_\Delta|^2} = N_{pd}^2 |A_{pp} + A_{pd}|^2; \quad (11)$$

$$\overline{M_\Delta^* M_{\text{ОД}}} + \overline{M_\Delta M_{\text{ОД}}^*} = \frac{4\pi}{3} N_{pd}^2 \frac{p_d^2 - m_d^2}{2m_d} 2 \text{Re}(A_{pp} + A_{pd}); \quad (12)$$

$$A_{pp} = t_{pp}(\Delta) \left\{ F_{000} \left( \frac{2}{3} \Delta \right) + F_{022} \left( \frac{2}{3} \Delta \right) \right\}; \quad (13)$$

$$A_{pd} = (t_{pp} + t_{pn}) \left\{ S_s^d \left( \frac{1}{2} \Delta \right) \left[ F_{000} \left( \frac{1}{3} \Delta \right) + F_{022} \left( \frac{1}{3} \Delta \right) \right] + \right. \\ \left. + \frac{1}{\sqrt{8\pi}} S_Q^d \left( \frac{1}{2} \Delta \right) \left[ F_{220} \left( \frac{1}{3} \Delta \right) - F_{222} \left( \frac{1}{3} \Delta \right) \right] \right\}; \quad (14)$$

$$F_{LL'}(\Delta) = \int_0^\infty j_l(\Delta\rho) U_L(\rho) U_{L'}(\rho) \rho^2 d\rho. \quad (15)$$

Здесь  $\Delta = \mathbf{p}'_\tau - \mathbf{p}_\tau$  — импульс, переданный в процессе  $p^3\text{He} \rightarrow ^3\text{He}p$ . В формулы (11)–(14) входит  $t$ -матрица упругого  $pN$ -рассеяния  $t_{pN}$ , при вычислении которой здесь учитывается только скалярная часть и используется обычная гауссовская параметризация.

При большой передаче импульса протон мишени находится далеко от массовой поверхности, поэтому импульсное приближение для амплитуды  $t_{pN}$  неприменимо. Здесь в численных расчетах использовано так называемое оптимальное приближение [25], в котором учитывается эффект связи и фермиевское движение протона в ядре-мишени. В результате амплитуда  $t_{pp}(T_{\text{eff}}, \Delta)$  берется на массовой поверхности не при лабораторной энергии протона, но при некоторой эффективной энергии, величина которой зависит от переданного импульса. Заметим, что вследствие принципа Паули амплитуда  $t_{pp}$  содержит два слагаемых – прямое и обменное, причем обменное слагаемое доминирует при рассеянии назад.

*Механизм ОПО.* Диаграмма однопионного обмена (ОПО) (см. рис.1,а) с подпроцессом  $p + d \rightarrow ^3\text{He} + \pi^0$  не появляется в рамках чисто потенциального подхода, т.к. связана с рождением новых частиц. Для описания  $p^3\text{He}$ -рассеяния назад на основе механизма ОПО здесь используется формализм, аналогичный [6] для  $pd$ - и [26], для  $p^4\text{He}$ -рассеяния. При этом сечение процесса  $p^3\text{He} \rightarrow ^3\text{He}p$  в системе центра инерции выражается через сечение процесса  $p + d \rightarrow ^3\text{He} + \pi^0$  на массовой поверхности следующим образом:

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_\theta^{p\tau \rightarrow \tau p} = \frac{3}{4} \frac{G^2}{4\pi} F^2(k_\pi^2) \frac{T_p + 2m_p}{(m_p + T_p)^2} \frac{s_{pd}}{s_{p\tau}} \times$$

$$\times \frac{|q_{pd}|}{|q_{\pi\tau}|} \frac{m_\tau}{m_d} \{I_0^2(\kappa, \tilde{p}) + I_2^2(\kappa, \tilde{p})\} \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_\Phi^{pd \rightarrow \tau + \pi^0}. \quad (16)$$

Используемые здесь параметры  $T_p$ ,  $k_\pi$ ,  $\tilde{p}$ ,  $\kappa$ ,  $s_{ij}$ ,  $|q_{ij}|$ , формфактор в  $\pi NN$ -вершине  $F(k^2)$ , а также связь между углами  $\theta$  и  $\Phi$  определены так же, как и в работах [6, 26];  $G^2/4\pi = 14,7$ . Зависимость амплитуды ОПО от пространственной части волновой функции ядра  ${}^3\text{He}$  в  $S$ - и  $D$ -волновых каналах  ${}^3\text{He} \rightarrow d + p$  содержится в интегралах  $I_0$ ,  $I_2$ :

$$I_L(\kappa, \tilde{p}) = \int_0^\infty j_1(\tilde{p}\rho)(\kappa\rho + 1) \exp(-\kappa\rho) U_L(\rho) d\rho, \quad (17)$$

где  $j_1$  — сферическая функция Бесселя 1-го порядка. За счет множителя  $\exp(-\kappa\rho)$  (где  $\kappa = 0,7\text{—}1,0 \text{ фм}^{-1}$ ) в рассматриваемой области энергий  $0,4\div 1,7 \text{ ГэВ}$  интеграл (17) определяется средним значением функции  $U_L(\rho)$  в интервале  $0 \leq \rho \leq \kappa^{-1}$ . Следует отметить, что интеграл (17) в отличие от формфакторов (15) и фурье-компонент  $U_L(q)$  слабо чувствителен к высокоимпульсным компонентам волновой функции ядра-мишени. Экспериментальные данные о сечении процесса  $pd \rightarrow \tau\pi^0$  при  $\Phi_{\text{ц.м.}} = 180^\circ$  взяты из работы [1], а параметры амплитуды  $pN$ -рассеяния — из [27].

*Сравнение с экспериментом.* На рис.3 сравниваются результаты расчетов сечения с экспериментальными данными. В эксперименте наблюдаются две яркие особенности сечения  $p{}^3\text{He}$ -рассеяния на угол  $\theta_{\text{ц.м.}} = 180^\circ$ : излом при энергии  $\sim 0,5 \text{ ГэВ}$  и плечо в интервале  $1,0\div 1,5 \text{ ГэВ}$ . В работе [1] на основе модели ОПО [13] обе эти особенности связывались с проявлением соответствующих  $\Delta$ -резонансных особенностей процесса  $pd \rightarrow {}^3\text{He}\pi^+$ . Однако, как видно из рис.3, сечение в модели ОПО лишь по форме соответствует экспериментальному сечению при энергиях  $0,5\div 1,3 \text{ ГэВ}$ , но по абсолютной величине расчет оказывается почти на порядок ниже экспериментальных данных. Такой же вывод следует из работы [13]. Нами был выполнен расчет сечения по формуле (4.13) из работы [13] с использованием данных [1] о реакции  $pd \rightarrow {}^3\text{He}\pi^+$  и значения  $U_0(0) = 0,42 \text{ фм}^{-1/2}$  [16], принятого в [1]. Полученная кривая с точностью до нескольких процентов совпала с кривой ОПО ( $I$ ) на рис.3, рассчитанной по (16), (17) с учетом искажающих факторов (см. разд. 4). Таким образом, диаграмма ОПО не объясняет экспериментальных данных, т.е. вклад других механизмов является более существенным.

Согласно результатам описания зарядового формфактора ядра  ${}^3\text{He}$ , вклад механизмов однократного рассеяния ОР и ОРВД, оцениваемых в рамках  $d+p$ -компоненты волновой функции ядра, можно сравнивать с экспериментом только в области передач  $\Delta \leq 1,5 \text{ ГэВ/с}$ , то есть при энергиях протона ниже  $0,55 \text{ ГэВ}$ . Расчет показывает, что вклад механизма ОРВД пренебрежимо мал по сравнению с механизмом ОР. В области минимума амплитуды

ОР вклад полюсной диаграммы ОД оказывается довольно значительным, что обусловлено вкладом  $D$ -волны. Плечо, предсказываемое механизмом ОД, качественно соответствует излому, наблюдаемому в эксперименте. При энергиях  $0,5 \div 1,0$  ГэВ вклад механизма ОД быстро уменьшается, в то время как вклад механизма однократного  $pN$ -рассеяния возрастает. Используя оценку для амплитуды ОР  $M_{pN} = f_{pp} \times F(\Delta)$ , где  $F(\Delta) = F_{ch}^{\text{теор}} / (F^p + \frac{1}{2}F^n)$  — упругий формфактор, извлеченный из теоретического зарядового формфактора  $F^{\text{теор}}$  [21], находим, что сечение однократного  $pN$ -рассеяния при энергии  $0,9$  ГэВ по абсолютной величине соответствует экспериментальному значению. Этот результат согласуется с основным выводом из работы [8], в которой процесс  $p^3\text{He}$ -рассеяния назад рассматривался при энергиях  $T_p \leq 1,0$  ГэВ. Предполагая, что механизм ОР доминирует при  $T_p = 1 \div 1,7$  ГэВ/с, можно “извлечь” из экспериментальных данных упругий формфактор ядра  $^3\text{He}$  при  $\Delta = 2 \div 3$  ГэВ/с. Соответствующий ему зарядовый формфактор изображен на рис.2 точечной кривой. Поведение угловой зависимости сечения не противоречит этому предположению [23].

Таким образом, казалось бы, достигнута основная цель анализа — получена “новая информация” о структуре ядра  $^3\text{He}$ , а именно дана оценка упругого формфактора в области передач  $\Delta = 2 \div 3$  ГэВ/с, недоступных электронным данным. Аналогичным образом автор работы [10] на основании анализа этих же экспериментальных данных приходит к выводу о возможности получить из упругого  $p^3\text{He}$ -рассеяния назад импульсное распределение в каналах  $^3\text{He} \rightarrow d + p$  и  $^3\text{He} \rightarrow d^* + p$  при больших относительных импульсах  $d - p$ ,  $d^* - p$ . Однако, как показывает более тщательный анализ, основанный на использовании полной трехтельной волновой функции ядра  $^3\text{He}$  с учетом взаимодействия в начальном и конечном состояниях, такие заключения являются преждевременными, а механизм процесса  $p^3\text{He}$ -рассеяния назад при энергиях  $T_p = 1 \div 1,7$  ГэВ — является существенно более сложным.

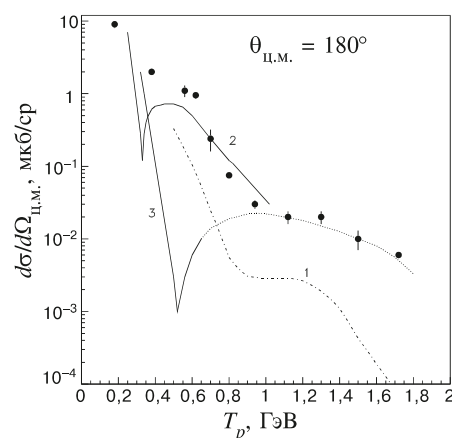


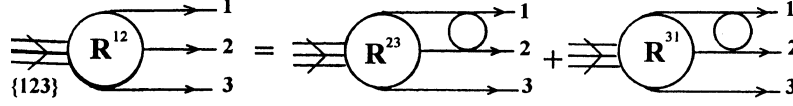
Рис. 3. Расчет дифференциального сечения упругого  $p^3\text{He}$ -рассеяния на угол  $\theta_{\text{ц.м.}} = 180^\circ$  в зависимости от начальной энергии протона: 1 — ОПО; 2 — ОД; 3 — однократное рассеяние ОР с использованием экстраполяции формфактора ядра  $^3\text{He}$  согласно кривой 3 на рис. 2. Точки — экспериментальные данные [1]

### 3. АМПЛИТУДА ПЕРЕДАЧИ $np$ -ПАРЫ В ПРОЦЕССЕ $4 + \{123\} \rightarrow 1 + \{423\}$ В ЧЕТЫРЕХМЕРНОЙ ДИАГРАММНОЙ ТЕХНИКЕ

Основным недостатком работ [13–15] по изучению механизма срыва тяжелой частицы является использование феноменологических двухтельных волновых функций ядра  ${}^3\text{He}$ , ограниченных  $d + p$ -конфигурацией в предположении, что вес  $S_{pd}$  этой конфигурации равен единице. Даже если используется интеграл перекрытия между реалистическими волновыми функциями дейтрона и ядра  ${}^3\text{He}$ , с которым удовлетворительно описывается зарядовый формфактор ядра  ${}^3\text{He}$  при переданных импульсах  $\Delta \leq 1,5$  ГэВ/с, результаты анализа процесса  $p{}^3\text{He} \rightarrow {}^3\text{He}p$ , выполненного на этой основе, нельзя считать самосогласованными. Во-первых, предположение  $S_{pd} = 1$  противоречит результатам трехтельных расчетов [17]  $S_{pd} = 0,43$  и тем самым завышает вклад механизма обмена дейтроном в  $0,43^{-2}$  раза. Во-вторых, срыв тяжелого фрагмента сводится исключительно к механизму обмена дейтроном. В работе [10] учтен вклад синглетного дейтрона  $d^*$  в конфигурации  $d^* + p$  ядра  ${}^3\text{He}$ . Однако автор работы [10] фактически использует только двухтельное приближение и, кроме того, не учитывает взаимодействие в начальном и конечном состояниях. В то же время расчеты с трехтельной волновой функцией ядра  ${}^3\text{He}$  при низких энергиях [28] показывают, что вклад механизма передачи невзаимодействующей  $np$ -пары в упругое  $p$   ${}^3\text{He}$ -рассеяние назад сравним с вкладом обмена дейтроном и увеличивается с ростом энергии. Вклад двухступенчатой  $n - p$ -передачи найден доминирующим также в реакциях типа  $(p, t)$  на средних ядрах при энергиях  $T_p \leq 50$  МэВ [29].

В работах [9, 28], [30–32] выполнен детальный анализ механизма передачи  $np$ -пары на основе петлевых диаграмм нерелятивистской четырехмерной диаграммной техники [33]. Исследована связь этого формализма с трехмерной диаграммной техникой и шредингеровским формализмом. Для описания структуры ядра  ${}^3\text{He}$  использована фаддеевская пятисканальная волновая функция с учетом  $S$ - и  $D$ -компонент. Выполнены оценки вклада релятивистских эффектов. Учет взаимодействия в начальном и конечном состояниях выполнен в рамках теории многократного рассеяния Глаубера — Ситенко. Как показывают результаты такого анализа, механизм передачи невзаимодействующей пары вносит доминирующий вклад в амплитуду  $np$ -передачи при углах рассеяния  $\theta_{\text{ц.м.}} \sim 180^\circ$ . Вклад механизма передачи дейтрона, амплитуда которого очень чувствительна к высокоимпульсным компонентам волновой функции ядра  ${}^3\text{He}$ , оказывается пренебрежимо мал. Напротив, одной из интересных и неожиданных особенностей доминирующего механизма является его слабая чувствительность к структуре ядра  ${}^3\text{He}$  на малых  $NN$ -расстояниях.

**3.1. Амплитуда виртуального распада трехчастичного связанного состояния  $\{123\} \rightarrow 1 + 2 + 3$ .** Мы исходим из техники нерелятивистских


 Рис. 4. Уравнения для амплитуд  $R^{ij}$ 

фeyнмановских диаграмм [33]. Забегая вперед, отметим, что доминирующий механизм демонстрирует низкую чувствительность к релятивистским эффектам. Тем самым использование нерелятивистской техники является оправданным. В процессах с участием ядер  $^3\text{He}$  ( $^3\text{H}$ ) основным понятием диаграммного подхода является амплитуда виртуального распада трехчастичного связанного состояния  $\{123\}$  на три нуклона  $\{123\} \rightarrow 1 + 2 + 3$ . Наиболее простыми аналитическими свойствами обладает “урезанная” часть этой амплитуды  $R^{ij}(\mathbf{q}_{ij}, \mathbf{Q}_k, E_{ij})$ , которая представляет собой сумму только тех диаграмм, которые заканчиваются взаимодействием между частицами с индексами  $i$  и  $j$ . Здесь  $\mathbf{q}_{ij}$  и  $E_{ij}$  представляют собой импульс и энергию относительного движения в паре  $ij$  соответственно, а  $\mathbf{Q}_k$  — импульс нуклона-спектатора  $k$  в системе центра масс ядра  $\{ijk\}$ . В случае произвольных масс частиц  $i, j, k$  имеем

$$\begin{aligned} \mathbf{q}_{ij} &= (m_j \mathbf{p}_i - m_i \mathbf{p}_j) / (m_i + m_j), \\ E_{ij} &= E_i + E_j - (\mathbf{p}_i + \mathbf{p}_j)^2 / 2(m_i + m_j), \\ \mathbf{Q}_{k;ij} &= [(m_i + m_j) \mathbf{p}_k - m_k (\mathbf{p}_i + \mathbf{p}_j)] / (m_i + m_j + m_k), \end{aligned} \quad (18)$$

где  $E_i, \mathbf{p}_i$  — кинетическая энергия и импульс  $i$ -го нуклона в произвольной системе отсчета. Амплитуда  $R^{ij}$  является функцией четырех независимых галилеевских инвариантов и удовлетворяет системе интегральных уравнений, графически представленных на рис.4.

Решение этой системы может быть записано в следующем виде (для упрощения обозначений в этом и следующем разделах не выписываются спиновые индексы и спиновые функции нуклонов) [33]:

$$\begin{aligned} R^{12}(\mathbf{q}_{12}, \mathbf{Q}_3, E_{12}) &= \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} \frac{t_{12}(\mathbf{q}, \mathbf{q}_{12}, E_{12})}{\mathbf{q}^2 / 2\mu_{12} - E_{12} - i\epsilon} L_{12}(\mathbf{q}, \mathbf{Q}_3) \times \\ &\times \{ \psi^{23}(\mathbf{q}'_{23}, \mathbf{Q}'_1) + \psi^{31}(\mathbf{q}'_{31}, \mathbf{Q}'_2) \}, \end{aligned} \quad (19)$$

где

$$L_{ij}(\mathbf{q}_{ij}, \mathbf{Q}_k) = \mathbf{q}_{ij}^2 / 2\mu_{ij} + \mathbf{Q}_k^2 / 2\mu_k + \varepsilon; \quad (20)$$

$\varepsilon$  — энергия связи трехчастичной системы,  $\mu_{ij} = m_i m_j / (m_i + m_j)$ ,  $\mu_k = m_k (m_i + m_j) / (m_i + m_j + m_k)$ ;  $\psi^{ij}(\mathbf{q}_{ij}, \mathbf{Q}_k)$  — фаддеевская компонента вол-

новой функции ядра  $\{ijk\}$ , удовлетворяющая уравнениям Фаддеева [34]:

$$L_{ij}(\mathbf{q}_{ij}, \mathbf{Q}_k) \psi^{ij}(\mathbf{q}_{ij}, \mathbf{Q}_k) = -(2\pi)^3 \int d^3 q'_{ij} t_{ij}(\mathbf{q}_{ij}, \mathbf{q}'_{ij}, E_{ij} = -\varepsilon - \mathbf{Q}_k^2/3\mu_k) \times \\ \times \{\psi^{ki}(\mathbf{q}'_{ki}, \mathbf{Q}'_j) + \psi^{jk}(\mathbf{q}'_{jk}, \mathbf{Q}'_i)\}. \quad (21)$$

Якобиевские импульсы  $\mathbf{q}'_{ki}$ ,  $\mathbf{Q}'_k$  и  $\mathbf{q}'_{jk}$ ,  $\mathbf{Q}'_i$  отличаются от соответствующих нештрихованных переменных, выраженных через  $\mathbf{q}_{ij}$  и  $\mathbf{Q}_k$ , заменой  $\mathbf{q}_{ij} \rightarrow \mathbf{q}'_{ij}$ .

Выражение (19) справедливо в общем случае, когда исходное ядро находится на массовой поверхности, а все три конечных нуклона — вне массовой поверхности, т.е.  $\sigma_i \neq 0$ ,  $\sigma_j \neq 0$ ,  $\sigma_k \neq 0$ , где

$$\sigma_i = E_i - \mathbf{p}_i^2/2m_i. \quad (22)$$

В частности, если  $k$ -й нуклон находится на массовой поверхности ( $\sigma_k = 0$ ), то выражение (19) для  $R^{ij}$  существенно упрощается, и в этом случае для него вводится специальное обозначение  $\Gamma^{ij}$ :

$$\Gamma^{ij}(\mathbf{q}_{ij}, \mathbf{Q}_k) \equiv R^{ij}(\mathbf{q}_{ij}, \mathbf{Q}_k, E_{ij} = -\varepsilon - \mathbf{Q}_k^2/2\mu_k) = \\ = -L_{ij}(\mathbf{q}_{ij}, \mathbf{Q}_k) \psi^{ij}(\mathbf{q}_{ij}, \mathbf{Q}_k). \quad (23)$$

При выводе выражения (23) из (19) использовано кинематическое тождество

$$E_{ij} + \sigma_k = -\varepsilon - \mathbf{Q}_k^2/2\mu_k, \quad (24)$$

вследствие которого знаменатель под интегралом (19) принимает вид

$$\mathbf{q}^2/2\mu_{12} - E_{12} = \mathbf{q}^2/2\mu_{12} + \mathbf{Q}_3^2/2\mu_3 + \varepsilon = L_{12}(\mathbf{q}, \mathbf{Q}_3); \quad (25)$$

затем было использовано уравнение (21).

Наконец, приведем выражение для полных амплитуд развала  $R$ ,  $\Gamma$ , а также для полной волновой функции связанного состояния  $\psi_A$ :

$$R = R^{12} + R^{23} + R^{31}; \\ \Gamma = \Gamma^{12} + \Gamma^{23} + \Gamma^{31}; \\ \psi_A = \psi^{12} + \psi^{23} + \psi^{31}. \quad (26)$$

Отдельные компоненты  $R^{ij}$  и  $\psi^{ij}$  получаются из (19) и (21) циклической перестановкой индексов  $i, j, k$ .

*Петлевая диаграмма передачи пр-пары в четырехмерном диаграммном формализме.* Рассмотрим механизм передачи пары нуклонов с номерами 2 и 3 в реакции  $4 + \{123\} \rightarrow 1 + \{423\}$ , при этом полагаем  $m_i = m_j = m_k = m$ ,

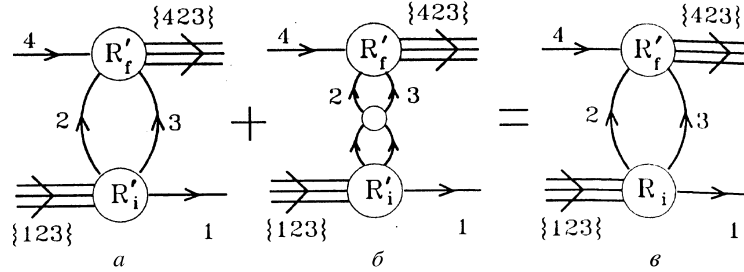


Рис. 5. Амплитуда передачи двух частиц в процессе  $4 + \{123\} \rightarrow 1 + \{423\}$  в терминах четырехмерной диаграммной техники: *a*) передача не взаимодействующей пары (ПНВП); *б*) передача взаимодействующей пары (ПВП); *в*) полная амплитуда передачи двух частиц;  $R'_i = R_i^{12} + R_i^{31}$ ,  $R'_f = R_f^{42} + R_f^{34}$

где  $m$  есть масса нуклона. Здесь предполагается вначале, что все нуклоны неотжественны, а их тождественность учитывается далее отдельно. Без учета перерассеяний в начальном, конечном и промежуточном состояниях самое общее выражение для амплитуды передачи двух нуклонов дает сумма диаграмм на рис.5. Диаграммы рис.5,*a* и 5,*б* отвечают передаче пары не взаимодействующих и взаимодействующих нуклонов, соответственно, с номерами 2 и 3. Подчеркнем, что в нижней ( $R'_i = R_i^{12} + R_i^{31}$ ) и верхней ( $R'_f = R_f^{42} + R_f^{34}$ ) вершинах этих диаграмм отсутствуют амплитуды  $R^{23}$ . Диаграмму на рис.5,*б* можно упростить, если с помощью уравнений для  $R^{ij}$  (см.рис.4) отнести амплитуду  $t_{23}$  к верхней или нижней вершинам. Используя одну (например, вторую) из этих возможностей, получаем графическое равенство, изображенное на рис.5.

Аналитическое выражение для суммарной амплитуды (рис.5,*в*) имеет следующий вид:

$$M = \frac{i}{(2\pi)^4} \int d^3 p_2 dE_2 (R_f^{24} + R_f^{34})(R_i^{12} + R_i^{23} + R_i^{31}) \times \\ \times (E_2 - \mathbf{p}_2^2/2m + i\eta)^{-1} (E_3 - \mathbf{p}_3^2/2m + i\eta)^{-1}. \quad (27)$$

Отметим, что выражение (27) можно тождественно переписать, заменив  $(R_f^{24} + R_f^{34})(R_i^{12} + R_i^{23} + R_i^{31})$  на  $(R_f^{23} + R_f^{24} + R_f^{34})(R_i^{12} + R_i^{31})$ . В обоих вариантах компонента  $R^{23}$  появляется лишь в одной из вершин диаграммы рис.5,*в*, тем самым исключается двойной учет членов ряда многократного рассеяния, отвечающего рассматриваемому процессу.

Для анализа особенностей подынтегрального выражения (27) в комплексной плоскости переменной  $E_2$  используем закон сохранения энергии в ниж-

них вершинах диаграмм рис.5:

$$E_2 + E_3 = \frac{\mathbf{p}^2}{2m_\tau} - \frac{\mathbf{p}'^2}{2m} - \varepsilon, \quad (28)$$

где  $\mathbf{p}$  ( $\mathbf{p}'$ ) — импульс начального (конечного) протона в с.ц.м.  $p + {}^3\text{He}$ ,  $m_\tau$  — масса ядра  ${}^3\text{He}$ . Учтем, что амплитуда  $R^{ij}(\mathbf{q}_{ij}, \mathbf{Q}_k, E_{ij})$  имеет правый разрез в плоскости  $E_{ij}$  от 0 до  $\infty$  с физическими значениями на его верхнем берегу и полюсы при  $E_{ij} < 0$ , смещенные в нижнюю полуплоскость и отвечающие связанным состояниям в системе  $\{ij\}$  [33]. Отсюда, с учетом (18) и (19), вытекают следующие утверждения относительно подынтегральной функции (27):

1.  $R_f^{24}R_i^{23}$  и  $R_f^{24}R_i^{12}$  имеют правый разрез и полюсы в нижней полуплоскости  $E_2$ ;
2.  $R_f^{34}R_i^{23}$  и  $R_f^{34}R_i^{31}$  имеют левый разрез и полюсы в верхней полуплоскости  $E_2$ ;
3.  $R_f^{34}R_i^{12}$  и  $R_f^{24}R_i^{31}$  имеют и правый, и левый разрезы, причем физическими являются, соответственно, верхний и нижний берега этих разрезов.

*Механизмы ПВП и НПП.* В случаях 1 и 2 можно выполнить интегрирование по  $E_2$  в выражении (27), взяв вычеты в полюсах  $E_2 = \mathbf{p}_2^2/2m_2 - i\eta$  и  $E_3 = \mathbf{p}_3^2/2m_3 - i\eta$  соответственно. В результате имеем

$$M_{\text{ПВП}} = \int \frac{d^3\mathbf{p}_2}{(2\pi)^3} \left( \frac{\Gamma_f^{34}\Gamma_i^{23}}{\tilde{\sigma}_3} + \frac{\Gamma_f^{24}\Gamma_i^{23}}{\tilde{\sigma}_2} \right) \quad (29)$$

для  $R_f^{34}R_i^{23} + R_f^{24}R_i^{23}$  и

$$M_{\text{НПП}} = \int \frac{d^3p_2}{(2\pi)^3} \left( \frac{\Gamma_f^{24}\Gamma_i^{12}}{\tilde{\sigma}_2} + \frac{\Gamma_f^{34}\Gamma_i^{31}}{\tilde{\sigma}_3} \right) \quad (30)$$

для  $R_f^{34}R_i^{31} + R_f^{24}R_i^{12}$ , где

$$\tilde{\sigma}_3 = \sigma_3|_{\sigma_2=0}, \quad \tilde{\sigma}_2 = \sigma_2|_{\sigma_3=0}.$$

Учитывая сохранение энергии и 3-импульса в каждой из вершин диаграмм рис.5, после несложных алгебраических преобразований находим

$$\sigma_2 = \tilde{\sigma}_3 = -(\varepsilon + \mathbf{q}_{23}^2/2\mu_{23} + \mathbf{Q}_{1;23}^2/2\mu_{1;23}) = -L_{23}(\mathbf{q}_{23}, \mathbf{Q}_{1;23}). \quad (31)$$



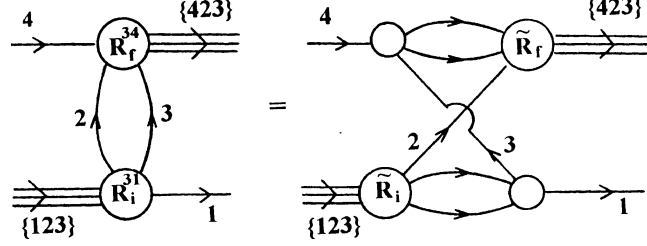


Рис. 6. Четырехмерная диаграмма для непоследовательной передачи пары (НПП):  $\tilde{R}_i = R_i^{23} + R_i^{12}$ ,  $\tilde{R}_f = R_i^{23} + R_f^{42}$

Таким образом, с учетом (23) имеем

$$M_{\text{ПВП}} = -(2\pi)^3 \int d^3 p_2 (\psi_f^{24} + \psi_f^{34})^+ \psi_i^{23} L_{23}(\mathbf{q}_{23}, \mathbf{Q}_{1;23}), \quad (32)$$

$$M_{\text{НПП}} = -(2\pi)^3 \int d^3 p_2 (\psi_f^{24+} \psi_i^{12} + \psi_f^{34+} \psi_i^{31}) L_{23}(\mathbf{q}_{23}, \mathbf{Q}_{1;23}). \quad (33)$$

Следует отметить, что амплитуда  $M_{\text{ПВП}}$  является точным аналитическим выражением для механизма передачи взаимодействующей пары (ПВП) (рис.5,б). Амплитуда  $M_{\text{НПП}}$  является суммой однопетлевых диаграмм с сочетанием вершин  $R_f^{24} R_i^{12}$  и  $R_f^{34} R_i^{31}$ . Используя выражение (19) и рис.4, нетрудно показать, что диаграммы такого типа могут быть представлены в эквивалентной "трехпетлевой" форме — как показано на рис.6 (это совершенно очевидный результат с точки зрения графического равенства, представленного на рис.4). По этой причине амплитуда  $M_{\text{НПП}}$  далее называется механизмом непоследовательной передачи пары (НПП).

*Механизм ПП.* Оставшиеся в (28) слагаемые, отвечающие случаю 3 по вышеприведенной классификации особенностей, группируются в следующее выражение:

$$M_3 = \frac{i}{(2\pi)^4} \int d^3 p_2 dE_2 \frac{R_f^{34} R_i^{12} + R_f^{24} R_i^{31}}{(\sigma_2 + i\eta)(\sigma_3 + i\eta)}. \quad (34)$$

В выражении (34) невозможно явным образом выполнить интегрирование по  $E_2$  методами теории вычетов. Тем не менее амплитуду (34) также можно представить в виде кратных интегралов по трехимпульсам [32], которые, в свою очередь, выражаются в виде бесконечной суммы трехмерных диаграмм.

Получающееся при этом выражение не содержит энергий  $E_{ij}$  как независимых переменных, а определяется только трехимпульсами. Поэтому соответствующая амплитуда, как и (32), (33), далее интерпретируется в трехмерной диаграммной технике.

**3.2. Амплитуда  $np$ -передачи в трехмерном представлении.** В трехмерной диаграммной технике все промежуточные частицы и их связанные состояния находятся на массовой поверхности, а основными терминами являются трехмерные вершинные функции  $\Gamma^{ij}$  (23), операторы  $t_{ij}$  и четырехчастичная функция Грина  $G_0$ :

$$G_0 = (\tilde{\mathcal{E}}_i - \tilde{\mathcal{E}} + i\eta)^{-1}, \quad (35)$$

где  $\tilde{\mathcal{E}}_i(\tilde{\mathcal{E}})$  — суммарная энергия начального (промежуточного) состояния системы четырех нуклонов с учетом их масс покоя. Например, для перехода  $4 + \{123\} \rightarrow 1 + 2 + 3 + 4$  без изменения импульса 4-го нуклона имеем  $(|\mathbf{p}_4| = |\mathbf{p}_\tau| = |\mathbf{p}|)$

$$\begin{aligned} G_0 &= \left[ m_4 + \frac{\mathbf{p}_4^2}{2m_4} + m_\tau + \frac{\mathbf{p}_\tau^2}{2m_\tau} - \sum_{i=1}^4 \left( m_i + \frac{\mathbf{p}_i^2}{2m_i} \right) \right]^{-1} = \\ &= -L_{23}^{-1}(\mathbf{q}_{23}, \mathbf{Q}_{1;23}) = -L_{31}^{-1}(\mathbf{q}_{31}, \mathbf{Q}_{2;31}) = -L_{12}^{-1}(\mathbf{q}_{12}, \mathbf{Q}_{3;12}). \end{aligned} \quad (36)$$

Теперь выражения (32),(33) в краткой записи принимают вид

$$M_{\text{ПВП}} = (\Gamma_f^{24} + \Gamma_f^{34})G_0\Gamma_i^{23}, \quad (37)$$

$$M_{\text{НПП}} = \Gamma_f^{24}G_0\Gamma_i^{12} + \Gamma_f^{34}G_0\Gamma_i^{31}, \quad (38)$$

а амплитуда  $M_{\text{ПП}}$  может быть представлена в следующем виде:

$$M_{\text{ПП}} = M_{\text{ПП}}^{\text{Б}} + \tilde{M}_{\text{ПП}}, \quad (39)$$

$$M_{\text{ПП}}^{\text{Б}} = \Gamma_f^{34}G_0\Gamma_i^{12} + \{2 \leftrightarrow 3\}, \quad (40)$$

$$\tilde{M}_{\text{ПП}} = \Gamma_f G_0 t_{12} G_0 t_{34} G_0 \Gamma_i + \Gamma_f G_0 t_{12} G_0 t_{34} G_0 t_{12} G_0 t_{34} G_0 \Gamma_i + \dots + \{2 \leftrightarrow 3\}, \quad (41)$$

где  $\Gamma_i$  и  $\Gamma_f$  определены выражением (26).

Введем обозначение

$$M_{\text{Б}} = M_{\text{ПВП}} + M_{\text{НПП}} + M_{\text{ПП}}^{\text{Б}} = (\Gamma_f^{24} + \Gamma_f^{34})G_0\Gamma_i = \Gamma_f G_0 (\Gamma_i^{12} + \Gamma_i^{31}). \quad (42)$$

Графическое представление выражений (37)—(41) на языке трехмерных диаграмм дано на рис.7. Амплитуда  $M_{\text{ПП}}^{\text{Б}}$  (40) далее называется борновской амплитудой последовательной передачи (невозмущающей) пары БПП. Как показано ниже, сумма амплитуд  $M_{\text{ПВП}} + M_{\text{НПП}} + M_{\text{ПП}}^{\text{Б}}$  соответствует

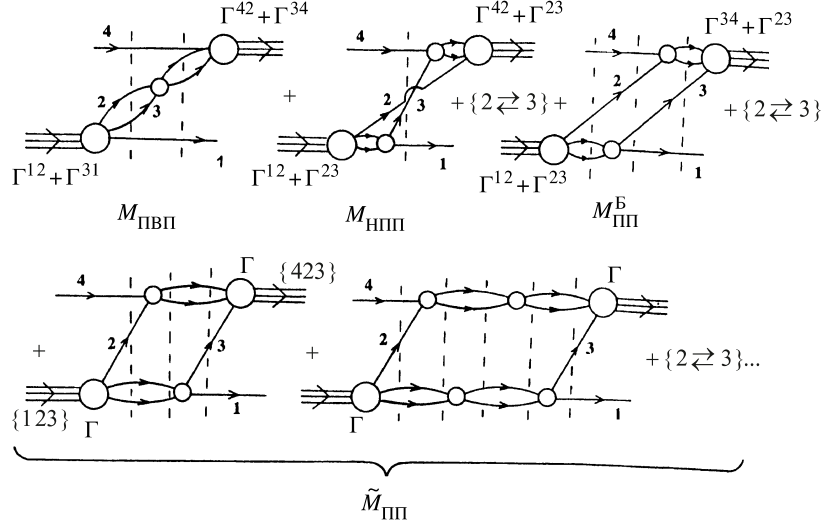


Рис. 7. Трехмерные амплитуды  $M_{\text{ПВП}}$ ,  $M_{\text{НПП}}$ ,  $M_{\text{ППП}} = M_{\text{ППП}}^{\text{Б}} + \tilde{M}_{\text{ППП}}$ , определенные выражениями (37), (38), (40), (41). Вертикальные линии обозначают свободную четырехчастичную функцию Грина (35). Вершинные функции  $\Gamma^{ij}$  и  $\Gamma$  определены выражениями (23) и (26) соответственно

борновскому приближению стандартной квантовой теории рассеяния. Наряду с выражениями (33), (34) для амплитуд ПВП и НПП приведем явное выражение для БПП-амплитуды в терминах волновых функций:

$$M_{\text{ППП}}^{\text{Б}} = -(2\pi)^{-3} \int d^3 \mathbf{p}_2 L_{23}(\mathbf{q}_{23}, \mathbf{Q}_1) \{ \psi_f^{34+} \psi_i^{12} + \psi_f^{24+} \psi_i^{13} \}. \quad (43)$$

Амплитуда  $\tilde{M}_{\text{ППП}}$  в отличие от  $M_{\text{Б}}$  содержит четырехчастичные ( $NNNN$ ), трехчастичные ( $NNd$ ), а в случае реакции  $p^3\text{H} \rightarrow ^3\text{H}p$  и двухчастичные ( $dd$ ) промежуточные состояния в  $s$ -канале. Отметим, однако, что за счет чередования множителей  $t_{ij}, G_0$  и  $t_{kl}$  в (41), (42), отдельно взятые слагаемые амплитуды  $\tilde{M}_{\text{ППП}}$  содержат лишь четырех- и трехчастичные (дейтронный полюс в амплитудах рассеяния  $t_{ij}$ ) промежуточные состояния, но не содержат двухчастичные  $dd$ -состояния. Промежуточное  $dd$ -состояние воспроизводится только всей бесконечной суммой (41), составляя часть амплитуды  $\tilde{M}_{\text{ППП}}$ . Вклад  $dd$ -состояния отвечает трехмерной диаграмме на рис.8,а. В то же время трехмерная диаграмма на рис.8,б, которая не имеет промежуточного  $dd$ -состояния, содержится в амплитуде  $M_{\text{Б}}$ , а именно в  $M_{\text{ППП}}^{\text{Б}}$ .

**3.3. Учет тождественности нуклонов и связь с борновским приближением.** Рассмотрим вопрос об учете принципа Паули в формализме изоспина,

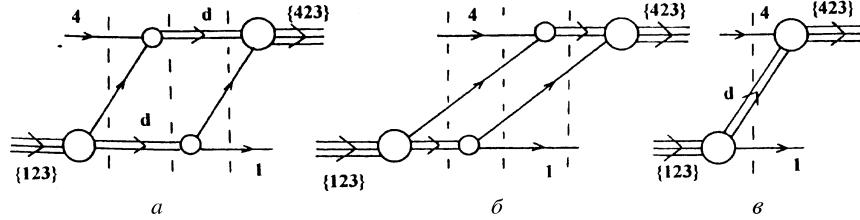


Рис. 8. Промежуточные дейтронные состояния в процессе двухнуклонной передачи  $p^3\text{H} \rightarrow ^3\text{He}$  (а, б), в — обмен дейтроном

считая все нуклоны тождественными. Выражение (27) для амплитуды передачи  $NN$ -пары несимметрично: в ответ входит полная амплитуда распада начального состояния  $R_i = R_i^{12} + R_i^{31} + R_i^{23}$  и сумма двух урезанных амплитуд синтеза  $R_f^{42} + R_f^{34}$ . При попытке антисимметризовать амплитуду (27) по нуклонам 1,2,3,4 "руками" (т.е. добавляя с соответствующими знаками диаграммы, получаемые из (27) в результате перестановки номеров частиц), мы неизбежно получим произведение полных амплитуд  $R_i$  и  $R_f$ . Следовательно, в ответ войдут запрещенные динамикой сочетания  $R_f^{23} R_i^{23}$ . Таким образом, возможность учета принципа Паули в классе только петлевых обменных диаграмм проблематична. Полностью симметричную по начальным и конечным нуклонам амплитуду можно сконструировать, если к обменной амплитуде (27) добавить амплитуду прямых процессов, например, треугольную диаграмму однократного  $pN$ -рассеяния. При этом в формализме изоспина обменная диаграмма (27) входит в такую полную антисимметризованную амплитуду с комбинаторным множителем 3 [35].

Этот же результат для комбинаторного множителя можно получить, обратившись к формальной теории рассеяния в квантовой механике. В борновском приближении амплитуда процесса с передачей нуклонов  $4 + \{123\} \rightarrow 1 + \{423\}$  описывается следующим выражением [35]:

$$T_B = -3 \langle \mathbf{p}'_p \chi(1), \mathbf{p}'_\tau \psi_\tau(4, 2, 3) | V_{13} + V_{12} | \mathbf{p}_p \chi(4), \mathbf{p}_\tau \psi_\tau(1, 2, 3) \rangle, \quad (44)$$

где  $\mathbf{p}_p(\mathbf{p}'_p)$ ,  $\mathbf{p}_\tau(\mathbf{p}'_\tau)$  — импульсы начального (конечного) протона и ядра  $^3\text{He}$  соответственно,  $\chi(\chi')$  — спин-изоспиновые состояния начального (конечного) протона. Легко показать [9], используя уравнение Шредингера для связанных состояний  $\{123\}$  и  $\{423\}$ , что выражение (44) с точностью до комбинаторного множителя 3 совпадает с амплитудой (42)

$$T_B = 3M_B, \quad (45)$$

где  $M_B$  определен формулой (42). Действительно, из уравнения для связан-

ного состояния  $\{123\}$  имеем

$$(\hat{V}_{12} + \hat{V}_{13})|\psi_A(1, 2, 3)\rangle = -(L_{23}(\mathbf{q}_{23}, \mathbf{Q}_1) + \hat{V}_{23})|\psi_A(1, 2, 3)\rangle. \quad (46)$$

Учитывая выражение (46), а также следующее соотношение:

$$L_{ij}|\psi^{ij}(k; ij)\rangle = -\hat{V}_{ij}|\psi_A(1, 2, 3)\rangle, \quad (47)$$

для матричного элемента (44) после перехода к импульсному представлению получаем соотношение (42).

Приведем более детальное выражение для  $T_{\text{Б}}$ , которое можно получить из (42), (45):

$$T_{\text{Б}} = 6(2\pi)^{-3} \int d^3\mathbf{q}_{23} L_{23}(\mathbf{q}_{23}, \mathbf{Q}_1)\chi_{p'}^+(1) \{\varphi^{23+}(4; 23)\varphi^{31}(2; 31) + \varphi^{42+}(3; 42)\varphi^{31}(2; 31) + \varphi^{34+}(2; 34)\varphi^{31}(2; 31)\}\chi_p(4). \quad (48)$$

Здесь слагаемые  $\varphi^{23+}\varphi^{31}$ ,  $\varphi^{42+}\varphi^{31}$ ,  $\varphi^{34+}\varphi^{31}$  отвечают амплитудам ПВП, БПП и НПП соответственно (см. рис.7).

**3.4. Обмен дейтроном.** Рассмотрим диаграмму обмена дейтроном, представленную на рис.8,в. Отметим, что амплитуда рассеяния  $t_{23}$  содержит вклад дейтронного полюса в форме

$$t_{23}^{pol}(\mathbf{q}, \mathbf{q}', E) = \frac{\varphi_d(\mathbf{q})\varphi_d(\mathbf{q}')(\varepsilon_d + \mathbf{q}^2/2\mu_{23})(\varepsilon_d + \mathbf{q}'^2/2\mu_{23})}{E + \varepsilon_d}, \quad (49)$$

где  $\varphi_d, \varepsilon_d$  — волновая функция и энергия связи дейтрона соответственно. Для того, чтобы выделить вклад обмена дейтроном из амплитуды передачи взаимодействующей пары, подставим полюсный член (49) вместо точной амплитуды  $t_{23}$  в формулы (21), (23) для  $\Gamma^{23}$ , а затем в выражение (37) для  $M_{\text{ПВП}}$ . В результате для искомого вклада получаем

$$M^{\text{ОД}} = -3(\varepsilon - \varepsilon_d + \mathbf{Q}_{1;23}^2/2\mu_{1;23})I^+(\mathbf{Q}_{4;23})I(\mathbf{Q}_{1;23}), \quad (50)$$

где

$$I(\mathbf{Q}_{k;23}) = (2\pi)^{-3} \int d^3\mathbf{q}\varphi_d^+(\mathbf{q})\psi^{23}(\mathbf{q}, \mathbf{Q}_{k;23}) \quad (51)$$

— интеграл перекрывания волновой функции дейтрона  $\varphi_d(\mathbf{q})$  с одной фаддеевской компонентой  $\psi^{23}$  волновой функции связанного состояния  $\{123\}$ . Комбинаторный множитель 3 в (49) учитывает тождественность нуклонов в формализме изоспина. Полученный результат соответствует работе [33], согласно которой четырехмерная вершинная функция распада  $\{123\} \rightarrow \{23\} + 1$

на виртуальное (внемассовое) связанное состояние  $\{23\}$  и реальный (на массовой поверхности) нуклон определяется именно интегралом перекрывания (51). Полюсная амплитуда обмена дейтроном (50), (51) содержится только в ПВП-амплитуде  $M_{\text{ПВП}}$  и не содержится в амплитудах  $M_{\text{ПП}}^{\text{Б}}$  и  $M_{\text{НПП}}$ . Однако, если вместо  $I(\mathbf{q})$  подставить в (50) следующий интеграл перекрывания волновой функции связанного состояния  $\{23\}$   $\varphi_d(\mathbf{q})$  с полной волновой функцией ядра  $\{123\}$   $\psi_A$

$$I(\mathbf{Q}_{k;23}) = (2\pi)^{-3} \int d^{(3)}\mathbf{q} \varphi_D^+(\mathbf{q}) \psi_A(\mathbf{q}, \mathbf{Q}_{k;23}), \quad (52)$$

то получим обычное квантово-механическое выражение для амплитуды передачи дейтрона [14]. Очевидно, что эта последняя амплитуда не может быть получена из амплитуды передачи взаимодействующей пары  $M_{\text{ПВП}}$  и, следовательно, воспроизводится лишь суммой всех слагаемых в (27)  $M = M_{\text{ПВП}} + M_{\text{НПП}} + M_{\text{ПП}}^{\text{Б}} + \tilde{M}_{\text{ПП}}$ , составляя ее часть. Не исключено, что амплитуда с вершиной (52), взятая в отдельности, может лучше описывать механизм передачи дейтрона, чем амплитуда с вершиной (51) [36].

#### 4. УЧЕТ ПЕРЕРАССЕЙНИЙ В НАЧАЛЬНОМ И КОНЕЧНОМ СОСТОЯНИЯХ В ПРИБЛИЖЕНИИ ГЛАУБЕРА — СИТЕНКО

Динамика процесса передачи  $np$ -пары, даваемая выражениями (27), (39), (42), не учитывает перерассейний в начальном и конечном состояниях рассматриваемого процесса. Для учета этих эффектов обратимся к шредингеровскому подходу. Согласно формальной теории потенциального рассеяния амплитуда процесса  $p^3\text{He} \rightarrow ^3\text{He}p$  с учетом тождественности нуклонов может быть представлена в виде [35]:

$$T_{fi} = T^{dir} - 3T^{ex}, \quad (53)$$

где амплитуды  $T^{dir}$  и  $T^{ex}$  относятся к процессам с нетождественными частицами, причем  $T^{dir}$  описывает прямой процесс  $4 + \{123\} \rightarrow 4 + \{123\}$ , а  $T^{ex}$  есть амплитуда процесса с "перестройкой"  $4 + \{123\} \rightarrow 1 + \{423\}$ . Для  $T^{ex}$  в  $post$ -форме имеем выражение

$$T^{ex} = \langle f | V_{12} + V_{13} + V_{14} | \varphi_i^{(+)} \rangle, \quad (54)$$

где  $\varphi_i^{(+)}$  — точный вектор состояния рассеяния в системе нетождественных частиц  $4 + \{123\}$ , а вектор  $|f\rangle$  описывает свободное состояние системы  $1 + \{423\}$ . Применяя к матричному элементу (54) теорему Гольдбергера — Ватсона [37], получаем

$$T^{ex} = \langle \chi_f^{(-)} | V_{12} + V_{13} | \varphi_i^{(+)} \rangle + \langle \chi_f^{(-)} | V_{14} | i \rangle, \quad (55)$$

где  $|\chi_f^{(-)}\rangle$  — вектор состояния рассеяния нуклона с индексом 1 на нуклоне с индексом 4, связанном в ядре  $\{423\}$ ; вектор  $|i\rangle$  описывает свободное движение в системе  $4 + \{123\}$ . Второе слагаемое в сумме (55) описывает обменные процессы типа замещения. Комбинация  $T^{dir} - 3 \langle \chi_f^{(-)} | V_{14} | i \rangle$ , содержащаяся в выражении (53), соответствует ряду многократного рассеяния с антисимметризованными амплитудами  $NN$ -рассеяния. Вклад этих процессов был детально исследован в работе [8]. В этой работе было достигнуто удовлетворительное согласие с экспериментальными данными при  $T_p < 1$  ГэВ, однако при этом не учитывался вклад механизма передачи  $NN$ -пары. Здесь мы ограничиваемся только рассмотрением первого члена в (55). В нем содержится матричный элемент, который описывает передачу  $NN$ -пары в процессе  $p\tau \rightarrow \tau p$  с учетом взаимодействия в начальном и конечном состояниях. В развернутой форме этот матричный элемент имеет вид

$$T_{fi}^{dist} = -3 \langle \tilde{\chi}_f^{(-)} \chi'_i(1) \psi_A(4, 2, 3) | V_{12} + V_{13} | \chi(4) \psi_\tau(1, 2, 3) \tilde{\varphi}_i^{(+)} \rangle. \quad (56)$$

В борновском приближении выражение (56) сводится к формуле (44).

Учет взаимодействия в начальном и конечном состояниях выполняется здесь в духе работ [38]. Для волновых функций  $\varphi^{(+)}$  и  $\chi^{(-)}$  имеем следующие выражения в импульсном представлении:

$$\tilde{\varphi}_p^+(\mathbf{k}) = (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{k} - \mathbf{p}) + (\mathbf{p}^2 - \mathbf{k}^2 + i\varepsilon)^{-1} \frac{3}{2} m T_{\mathbf{kp}}^{(+)}, \quad (57)$$

$$\tilde{\varphi}_{p'}^-(\mathbf{k}) = (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{k} - \mathbf{p}') + (\mathbf{p}'^2 - \mathbf{k}^2 - i\varepsilon)^{-1} m t_{\mathbf{kp}'}^{(-)}. \quad (58)$$

Здесь  $T_{\mathbf{kp}}$  — точная  $t$ -матрица упругого  $N\{3N\}$ -рассеяния,  $t_{\mathbf{kp}} = t_{14}$  — матрица внеэнергетического  $NN$ -рассеяния на связанном в ядре  $\{3N\}$  нуклоне. Основные приближения, используемые нами в данной работе, состоят в следующем.

- Поскольку при энергиях  $\sim 1$  ГэВ дифференциальное сечение упругого  $p^3\text{He}$ -рассеяния вытянуто вперед и быстро убывает с ростом угла рассеяния в с.ц.м., то в интеграле (56) наиболее существенными являются перерассеяния на малые углы. Поэтому вместо точной амплитуды  $T_{\mathbf{kp}}^{(+)}$  в (56) используем соответствующее приближенное выражение, полученное в дифракционной теории многократного рассеяния Глаубера — Ситенко.
- Амплитуда  $t_{\mathbf{kp}}^{(-)}$  заменяется на “on-shell” амплитуду  $pn$ -рассеяния. Амплитуда  $pN$ -рассеяния в бесспиновом приближении параметризуется в стандартной для дифракционной теории форме [39]:

$$f_{pN}(q) = \frac{k\sigma_N}{4\pi} (i + \alpha_N) \exp\left(-\frac{1}{2}\beta_N q^2\right), \quad (59)$$

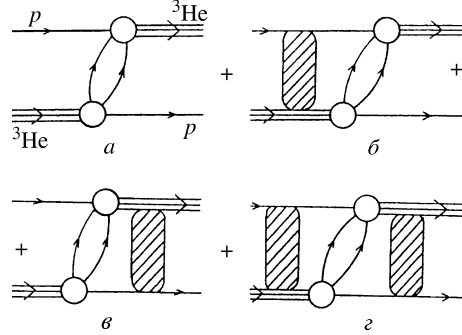


Рис. 9. Передача  $np$ -пары в процессе  $p^3\text{He} \rightarrow ^3\text{He}p$  с учетом перерассеяний согласно выражению (60): а) борновское приближение  $M_{\text{ПВП}} + M_{\text{НПП}} + M_{\text{ПП}}^{\text{Б}}$ ; б)  $pN$ -перерассеяние во входном канале; в)  $^3\text{He}$ -перерассеяние в выходном канале; г) перерассеяния во входном и выходном каналах

где  $q$  — переданный в  $pN$ -рассеянии импульс,  $k$  — волновой вектор нуклона в с.ц.м.  $p + N$ ,  $\sigma_N$  — полное сечение  $pN$ -рассеяния,  $\alpha_N, \beta_N$  — эмпирические параметры, соответствующие экспериментальным данным  $pN$ -рассеяния.

- Как и в работах [38], после подстановки выражений (57), (58) в (56) пренебрегаем интегралами в смысле главного значения по  $k$ .

С учетом этих предположений амплитуда (56) принимает вид

$$\begin{aligned}
 T_{fi}^{dist} = & T_{\text{Б}}(\mathbf{p}'_{\tau}, \mathbf{p}'_p; \mathbf{p}_{\tau}, \mathbf{p}_p) + \frac{i}{4\pi k_p} \int d^2q F_{p\tau}(\mathbf{q}) T_{\text{Б}}(\mathbf{p}'_{\tau}, \mathbf{p}'_p; \mathbf{p}_{\tau} + \mathbf{q}, \mathbf{p}_p - \mathbf{q}) + \\
 & + \frac{i}{4\pi k_{p'}} \int d^2q' f_{pp}(\mathbf{q}') T_{\text{Б}}(\mathbf{p}'_{\tau} - \mathbf{q}', \mathbf{p}'_p + \mathbf{q}'; \mathbf{p}_{\tau}, \mathbf{p}_p) - \\
 & - \frac{1}{(4\pi)^2 k_{p'} k_p} \int \int d^2q d^2q' F_{p\tau}(\mathbf{q}) f_{pp}(\mathbf{q}') T_{\text{Б}}(\mathbf{p}_{\tau} - \mathbf{q}', \mathbf{p}'_p + \mathbf{q}; \mathbf{p}_{\tau} + \mathbf{q}, \mathbf{p}_p - \mathbf{q}).
 \end{aligned} \tag{60}$$

В выражении (60) три последних слагаемых учитывают перерассеяния, соответственно, в начальном, конечном, а также начальном и конечном состояниях одновременно (см. рис.9). С использованием гауссовской параметризации для плотности ядра  $^3\text{He}$  выражение для амплитуды  $F_{p\tau}$  принимает простую аналитическую форму [40]:

$$F_{p\tau}(q) = \sum_{i=1}^3 A_i e^{-\alpha_i q^2}. \tag{61}$$



Здесь параметры  $A_i, \alpha_i$  аналитически выражаются через параметры амплитуды  $NN$ -рассеяния (59) и осцилляторный радиус гауссовской формы плотности ядра  $^3\text{He}$ . Три слагаемых в (61) соответствуют одно-, двух- и трехкратным столкновениям налетающего протона с нуклонами ядра  $^3\text{He}$ .

## 5. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ РЕАЛИСТИЧЕСКОЙ ВОЛНОВОЙ ФУНКЦИИ ЯДРА $^3\text{He}$

Полностью антисимметричная волновая функция связанного состояния системы трех нуклонов  $\{123\} \equiv ^3\text{He}$  может быть представлена в виде следующего разбиения на фаддеевские компоненты:

$$\begin{aligned} \psi(1, 2, 3) &= \varphi^{23}(1; 2, 3) + \varphi^{31}(2; 3, 1) + \varphi^{12}(3; 1, 2) = \\ &= (1 + P_{12}P_{23} + P_{13}P_{32})\varphi^{23}(1; 2, 3), \end{aligned} \quad (62)$$

где

$$\varphi^{ij}(k; i, j) = -\varphi^{ij}(k; j, i) = \varphi^{ij}(\mathbf{q}_{ij}, \mathbf{Q}_k), \quad (63)$$

$P_{ij}$  — оператор перестановки нуклонов с номерами  $i$  и  $j$ . Мы используем следующую нормировку состояний:

$$\langle \mathbf{p} | \mathbf{p}' \rangle = (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{p} - \mathbf{p}'), \quad \langle \mathbf{r} | \mathbf{p} \rangle = \exp(i\mathbf{p}\mathbf{r}),$$

$$\int \psi_A^+(\mathbf{q}, \mathbf{Q}) \psi_A(\mathbf{q}, \mathbf{Q}) d\mathbf{q} d\mathbf{Q} = (2\pi)^6, \quad (64)$$

$$\int \varphi_d^+(\mathbf{q}) \varphi_d(\mathbf{q}) d\mathbf{q} = (2\pi)^3.$$

При такой нормировке связь амплитуд (48), (54)—(56) с дифференциальным сечением в с.ц.м.  $p + ^3\text{He}$  имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{4\pi^2} \left( \frac{\varepsilon_p \varepsilon_\tau}{\varepsilon_p + \varepsilon_\tau} \right)^2 \overline{|T_{fi}|^2}, \quad (65)$$

где  $\varepsilon_i = \sqrt{\mathbf{p}_i^2 + m_i^2}$  — полная энергия  $i$ -й частицы в с.ц.м.  $p + \tau$ ,  $\overline{|T_{fi}|^2}$  — усредненный по начальным и просуммированный по конечным спинам квадрат модуля матричного элемента.

**5.1. Многоканальная спин-изоспиновая структура амплитуды  $np$ -передачи.** Здесь получено выражение для амплитуды (48) в случае, когда волновая функция  $\psi_A(1, 2, 3)$  содержит несколько ортогональных членов  $\nu$ , возникающих при рассмотрении  $NN$ -взаимодействия в  $^1S_0$ - и  $^3S_1 - ^3D_1$ -состояниях.

Следуя работе [21], введем обозначения базисных состояний:

$$\begin{aligned} & {}_1 \langle \mathbf{q}_{23}, \mathbf{Q}_1 | q_{23}, Q_1, \nu \rangle \equiv | [q_{23}(LS)I, Q_1(ls)j]JJ_z; (Tt)\mathcal{T}\mathcal{T}_z \rangle_1 = \\ & = \sum_{m_i m_j m_L m_S m_1 m_s} (Im_I j m_j | JJ_z)(Lm_L S m_S | Im_I)(lm_l \frac{1}{2} m_s | j m_j) \times \\ & \quad \times Y_{Lm_L}(\hat{\mathbf{q}}_{23}) Y_{lm_l}(\hat{\mathbf{Q}}_1) | S m_S, \frac{1}{2} m_s \rangle | (T \frac{1}{2}) \mathcal{T} \mathcal{T}_z \rangle_1 . \end{aligned} \quad (66)$$

Здесь  $L, m_L, S, m_S$  — относительный орбитальный момент, спин и соответствующие  $z$ -проекции для пары нуклонов 2 и 3,  $T$  — изоспин этой пары;  $l, m_l$  — орбитальный момент нуклона спектатора с номером 1 и его  $z$ -проекция;  $J, J_z, \mathcal{T}, \mathcal{T}_z$  — полный спин, изоспин и их проекции для ядра  $\{123\}$ . Нижний индекс в обозначении вектора состояния  $| \rangle_i$  указывает номер нуклона-спектатора, индекс  $\nu$  обозначает номер канала в схеме  $jj$ -связи:

$$\nu \equiv (LS)I (ls)j JJ_z (Tt)\mathcal{T}\mathcal{T}_z \quad (67)$$

и пробегает пять значений  $\nu = 1, 2, \dots, 5$ , определенных в [21], которые приведены в табл.2. Для вычисления интегралов в (48) необходимо перейти к  $LS$ -связи. В результате проекция первой фаддеевской компоненты  $| \varphi^{23}(1; 2, 3) \rangle$  состояния (62) на состояние  $| \mathbf{q}_{23}, \mathbf{Q}_1 \rangle_1$  принимает следующий вид:

$$\begin{aligned} & \varphi^{23}(1; 2, 3) \equiv {}_1 \langle \mathbf{q}_{23}, \mathbf{Q}_1 | \varphi^{23}(1; 2, 3) \rangle = \\ & = \sum_{\nu_1} {}_1 \langle \mathbf{q}_{23}, \mathbf{Q}_1 | q_{23}, Q_1, \nu_1 \rangle \langle q_{23}, Q_1, \nu_1 | \varphi^{23}(1; 2, 3) \rangle = \\ & = \sum_{\substack{\nu \mathcal{L} \varphi m_\varphi \\ m_L m_l}} (\mathcal{L} m_\mathcal{L} \varphi m_\varphi | JJ_z)(L m_L l m_l | \mathcal{L} m_\mathcal{L}) \begin{pmatrix} L & S & I \\ l & 1/2 & j \\ \mathcal{L} & \varphi & J \end{pmatrix} \times \\ & \quad \times Y_{Lm_L}(\hat{\mathbf{q}}_{23}) Y_{lm_l}(\hat{\mathbf{Q}}_1) \phi_\nu(q_{23}, Q_1) | (s_2 s_3) S s_1, \varphi m_\varphi \rangle_1 | (t_2 t_3) T t, \mathcal{T} \mathcal{T}_z \rangle_1 . \end{aligned} \quad (68)$$

В этом выражении с помощью  $9j$ -символа и коэффициентов Клебша — Гордана осуществлен переход к схеме связи

$$\mathbf{L} + \mathbf{l} = \mathcal{L}, \quad \mathbf{S} + \mathbf{s}_1 = \varphi, \quad \mathcal{L} + \varphi = \mathbf{J} . \quad (69)$$

Таблица 2. Компоненты волновой функции ядра  $^3\text{He}$  и их квантовые числа

$\nu$	(L S)	I	(l s)	$j$	(T t)	$\mathcal{T}$
1	(0 0)	0	(0 $\frac{1}{2}$ )	$\frac{1}{2}$	(1 $\frac{1}{2}$ )	$\frac{1}{2}$
2	(0 1)	1	(0 $\frac{1}{2}$ )	$\frac{1}{2}$	(0 $\frac{1}{2}$ )	$\frac{1}{2}$
3	(2 1)	1	(0 $\frac{1}{2}$ )	$\frac{1}{2}$	(0 $\frac{1}{2}$ )	$\frac{1}{2}$
4	(0 1)	1	(2 $\frac{1}{2}$ )	$\frac{1}{2}$	(0 $\frac{1}{2}$ )	$\frac{1}{2}$
5	(2 1)	1	(2 $\frac{1}{2}$ )	$\frac{1}{2}$	(0 $\frac{1}{2}$ )	$\frac{1}{2}$

Спиновый вектор состояния  $|(s_2 s_3)S s_1, \varphi m_\varphi >_1$  является собственным вектором операторов

$$\hat{\mathbf{S}}^2 = (\mathbf{s}_2 + \mathbf{s}_3)^2, \hat{s}_1^2, \hat{\varphi}^2, \hat{\varphi}_z. \quad (70)$$

Аналогично изоспиновое состояние  $|(t_2 t_3)T t, \mathcal{T} \mathcal{T}_z >_1$  является собственным по отношению к операторам

$$\hat{\mathbf{T}}^2 = (\mathbf{t}_2 + \mathbf{t}_3)^2, \hat{t}_1^2, \hat{\mathcal{T}}^2 = (\hat{\mathbf{T}} + \hat{t}_1)^2, \hat{\mathcal{T}}_z; \quad (71)$$

здесь  $\mathbf{s}_i, \mathbf{t}_i$  — операторы спина и изоспина  $i$ -го нуклона. Функция  $\phi_\nu(q_{23}, Q_1)$  является проекцией первой фаддеевской компоненты  $|\varphi^{23}(1; 2, 3) >$  на базисное состояние  $|q_{23}, Q_1; \nu >_1$  в  $jj$ -связи. Все остальные компоненты векторов состояний  $|\psi_A(1, 2, 3) >$  и  $|\psi_A(4, 2, 3) >$ , входящие в выражение (48), определяются следующими скалярными произведениями:

$$\varphi^{31}(2; 31) = {}_1 \langle \mathbf{q}_{23}, \mathbf{Q}_1 | P_{12} P_{23} \varphi^{23}(1; 23) \rangle, \quad (72)$$

$$\varphi^{34}(2; 34) = {}_4 \langle \mathbf{q}_{23}, \mathbf{Q}_4 | P_{42} P_{23} \varphi^{23}(4; 23) \rangle, \quad (73)$$

$$\varphi^{42}(3; 42) = {}_4 \langle \mathbf{q}_{23}, \mathbf{Q}_4 | P_{43} P_{32} \varphi^{23}(4; 23) \rangle, \quad (74)$$

$$\varphi^{23}(4; 23) = {}_4 \langle \mathbf{q}_{23}, \mathbf{Q}_4 | \varphi^{23}(4; 23) \rangle. \quad (75)$$

Результат действия операторов перестановок (72)—(75) на пространственные переменные вычисляется с помощью соотношений

$$P_{12} P_{23} | \mathbf{q}_{23}, \mathbf{Q}_1 >_1 = | \mathbf{q}_{31}, \mathbf{Q}_2 >_1 = -\frac{1}{2} \mathbf{q}_{23} + \frac{3}{4} \mathbf{Q}_1, -\mathbf{q}_{23} - \frac{1}{2} \mathbf{Q}_1 >_1, \quad (76)$$

$$P_{42}P_{23} | \mathbf{q}_{23}, \mathbf{Q}_4 >_4 = | \mathbf{q}_{34}, \mathbf{Q}_2 >_4 = | -\frac{1}{2}\mathbf{q}_{23} + \frac{3}{4}\mathbf{Q}_4, -\mathbf{q}_{23} - \frac{1}{2}\mathbf{Q}_4 >_4, \quad (77)$$

$$P_{43}P_{32} | \mathbf{q}_{23}, \mathbf{Q}_4 >_4 = | \mathbf{q}_{42}, \mathbf{Q}_3 >_4 = | -\frac{1}{2}\mathbf{q}_{23} - \frac{3}{4}\mathbf{Q}_4, \mathbf{q}_{23} - \frac{1}{2}\mathbf{Q}_4 >_4. \quad (78)$$

Действие операторов перестановок на спиновые функции вычисляется с помощью алгебры Рака

$$P_{12}P_{23} | (s_2 s_3) S s_1, \varphi m_\varphi >_1 = \sum_{s' s''} (-1)^{s'+s''} U\left(\frac{1}{2} \frac{1}{2} \frac{1}{2}; s' S\right) \times \\ \times U\left(\frac{1}{2} \frac{1}{2} \frac{1}{2}; s' s''\right) | (s_2 s_3) s'' s_1, \varphi m_\varphi >_1, \quad (79)$$

$$P_{13}P_{32} | (s_2 s_3) S s_1, \varphi m_\varphi >_1 = \sum_{s' s''} (-1)^{s'+s} U\left(\frac{1}{2} \frac{1}{2} \frac{1}{2}; s' S\right) \times \\ \times U\left(\frac{1}{2} \frac{1}{2} \frac{1}{2}; s' s''\right) | (s_2 s_3) s'' s_1, \varphi m_\varphi >_1, \quad (80)$$

где  $U(j_1 j_2 j_3; j' j' j'')$  — коэффициенты Рака. Для изоспиновых функций соотношения аналогичны.

С учетом приведенных соотношений (66)—(80) выражение для амплитуды (48) принимает вид

$$T_{\mathbf{B}} = -6 \sum_{\substack{\nu \mathcal{L} \varphi \\ m_{\mathcal{L}} m_\varphi m_L m_l}} \sum_{\substack{\nu' \mathcal{L}' \varphi' \\ m'_{\mathcal{L}'} m'_{\varphi'} m'_L m'_l}} \begin{pmatrix} L & S & I \\ l & s & j \\ \mathcal{L} & \varphi & J \end{pmatrix} \begin{pmatrix} L' & S' & I' \\ l' & s' & j' \\ \mathcal{L}' & \varphi' & J' \end{pmatrix} \times \\ \times (\mathcal{L} m_{\mathcal{L}} \varphi m_\varphi | J J_z) (\mathcal{L}' m'_{\mathcal{L}'} \varphi' m'_{\varphi'} | J' J'_z) (L m_L l m_l | \mathcal{L} m_{\mathcal{L}}) (L' m'_L l' m'_l | \mathcal{L}' m'_{\mathcal{L}'}) \times \\ \times \{B_S B_T I_{2;31}^{4;23}(Q_4, Q_1) + A_S A_T I_{2;31}^{3;42}(Q_4, Q_1) + \tilde{A}_S \tilde{A}_T I_{2;31}^{2;34}(Q_4, Q_1)\}. \quad (81)$$

Здесь использованы следующие обозначения

$$B_S \equiv B_S(s' \varphi' m'_{\varphi'} \sigma'; s \varphi m_\varphi \sigma) = \\ = \sum_{\bar{s}' m'_s} U\left(\frac{1}{2} \frac{1}{2} \frac{1}{2}; \bar{s}' s\right) U\left(\frac{1}{2} \frac{1}{2} \frac{1}{2}; \bar{s}' s'\right) (s' m'_s \frac{1}{2} \sigma | \varphi' m'_{\varphi'}) (s' m'_s \frac{1}{2} \sigma' | \varphi m_\varphi); \quad (82)$$

$$A_S \equiv A_S(s' \varphi' m'_{\varphi'} \sigma'; s \varphi m_\varphi \sigma) = \\ = \sum_{\bar{s}' \bar{s}'' \bar{s}' m''_s} U\left(\frac{1}{2} \frac{1}{2} \frac{1}{2}; \bar{s}' s\right) U\left(\frac{1}{2} \frac{1}{2} \frac{1}{2}; \bar{s}' \bar{s}''\right) U\left(\frac{1}{2} \frac{1}{2} \frac{1}{2}; \bar{s}' s'\right) U\left(\frac{1}{2} \frac{1}{2} \frac{1}{2}; \bar{s}' \bar{s}''\right) \times \\ \times (\bar{s}'' m''_s \frac{1}{2} \sigma | \varphi' m'_{\varphi'}) (\bar{s}'' m''_s \frac{1}{2} \sigma' | \varphi m_\varphi) (-1)^{s'} (-1)^{\bar{s}'+\bar{s}'+\bar{s}''}. \quad (83)$$

Таблица 3. Коэффициенты разложения функций (86)

$\nu$	$\phi_\nu$		$\chi_\nu$	
	$A_i, \text{фм}^{L+\frac{3}{2}}$	$\alpha_i, \text{фм}^2$	$A_i, \text{фм}^{L+\frac{3}{2}}$	$\alpha_i, \text{фм}^2$
1	2.413615	5.535106	4.20690	7.62335
	-1.299993 E-01	1.060713 E-01	2.59354	2.37678
	4.118231 E-02	4.555083 E-03	4.8189 E-01	9.18116 E-01
	1.762614 E-00	1.611916 E+00	-2.45993E-02	1.60613 E-01
	7.491376 E-01	5.466668 E-01	5.21600 E-03	1.40849 E-02
	-4.00000 E-02	4.526665 E-03	-5.67292 E-03	1.03918 E-02
	-3.451822 E-02	5.023824 E-02	2.17920 E-03	7.19787 E-03
2	-2.54039	6.55162	6.51121	9.38385
	-1.93783	1.74914	2.59354	3.04139
	-7.74249 E-01	5.72939 E-01	5.45100 E-01	1.22803
	1.12706 E-01	1.15040 E-01	-2.40357 E-02	1.85314 E-01
	3.09857 E-02	5.11790 E-02	1.56646 E-03	1.84247 E-02
	-6.4000 E-03	3.94752 E-02	-2.61864 E-03	1.03918 E-02
	1.18765 E-03	6.58383 E-03	2.17920 E-03	9.12018 E-03
3	2.28664	5.24865	4.72099 E+00	8.07017E+00
	1.58851	1.54274	2.26885 E+00	2.16948 E+00
	4.01584 E-01	5.17267 E-01	5.47433 E-01	8.19032E-01
	3.9092 E-02	1.83278 E-01	-6.83070E-02	1.22875E-02
	2.05881 E-02	2.06735 E-01	-4.40191 E-02	1.52207 E-01
	8.00270 E-05	3.0200 E-02	6.95022 E-02	1.26212 E-02
			2.18650 E-03	7.21084 E-03
4	-8.70495 E-01	3.71583	15.9474 E+00	10.3187 E+00
	-1.25478 E+00	1.26227	7.84362 E+00	2.97959 E+00
	-1.06957 E+00	4.80049 E-01	1.14908 E+00	1.00653
	2.61178 E-01	1.17920 E-01	1.08556 E-01	3.67967-01
	8.00414 E-02	5.79416 E-02	8.77166 E-03	1.47078 E-01
	-3.15296 E-03	5.18526 E-03	5.44178 E-04	6.09059 E-02
	4.00142 E-04	6.4000 E-04	1.83200 E-05	2.19665 E-02
5	2.60888 E-01	5.88278	6.11461 E+00	9.63587 E+00
	6.37050 E-01	1.30323	4.11932 E+00	3.01398 E+00
	2.34628 E-01	4.35207 E-01	1.45378 E+00	1.16701 E+00
	4.83235 E-02	1.58004 E-01	3.20978 E-01	5.33558 E-01
	6.72.416 E-02	3.64735 E-01	4.16811 E-02	2.60074 E-01
			-8.11338 E-04	5.45882 E-02
			-6.70900 E-05	1.99625 E-02

Выражение для  $\tilde{A}_S$  отличается от (83) заменой  $(-1)^{s'} \rightarrow (-1)^{s''}$  под знаком суммы. Изоспиновые множители  $B_T, A_T, \tilde{A}_T$ , как функции  $T', \mathcal{T}', \mathcal{T}'_z, \tau', T$  определены аналогично. Пространственные интегралы в (81) имеют следующий вид:

$$I_{k;ij}^{k';i'j'} = (2\pi)^{-3} \int d\mathbf{q}_{23} Y_{L'M'}^*(\hat{\mathbf{q}}_{i'j'}) Y_{l'm'}^*(\hat{\mathbf{Q}}_{k'}) \Phi_{\nu'}(|\mathbf{q}_{i'j'}|, |\mathbf{Q}_{k'}|) \times \\ \times Y_{LM}(\hat{\mathbf{q}}_{ij}) Y_{lm}(\hat{\mathbf{Q}}_k) \Phi_{\nu}(|\mathbf{q}_{ij}|, |\mathbf{Q}_k|) L_{23}(\mathbf{q}_{23}, \mathbf{Q}_1). \quad (84)$$

Здесь наборы переменных  $(\mathbf{q}_{42}, \mathbf{Q}_3), (\mathbf{q}_{34}, \mathbf{Q}_2), (\mathbf{q}_{31}, \mathbf{Q}_2)$  являются линейными комбинациями импульсов  $\mathbf{q}_{23}, \mathbf{Q}_4, \mathbf{Q}_1$  согласно формулам (76)—(78). Интеграл (84) вычисляется с использованием следующей сепарабельной параметризации волновой функции  $\Phi_{\nu}(q, Q)$ :

$$\Phi_{\nu}(q, Q) = n_{\nu} \phi_{\nu}(q) \chi_{\nu}(Q), \quad (85)$$

построенной в работе [41], где функции  $\phi$  и  $\chi$  аппроксимировались суммой полюсных членов. На основе результатов [41] нами построена гауссовская параметризация функций  $\{\phi_{\nu}(p), \chi_{\nu}(p)\} = f_{\nu}(p)$ :

$$f_{\nu}(p) = \sum_i A_i \exp(-\alpha_i p^2), \text{ } S\text{-волна} \\ f_{\nu}(p) = p^2 \sum_i A_i \exp(-\alpha_i p^2), \text{ } D\text{-волна}. \quad (86)$$

Коэффициенты разложений (86) приведены в табл.3. Эти коэффициенты найдены из условия минимизации разницы сверток

$$I(\mathbf{Q}) = \int f_{\nu}(\mathbf{q}) f_{\nu}(\mathbf{q} + \mathbf{Q}) d\mathbf{q}, \quad (87)$$

вычисляемых в интервале значений  $Q = 0 \div 13 \text{ фм}^{-1}$  с использованием функций  $f_{\nu}(p) = \{\phi_{\nu}(p), \chi_{\nu}(p)\}$  из [41], с одной стороны, и с параметризацией (86) — с другой.

Отметим, что при учете только ПВП-вклада (это соответствует первому слагаемому в (81)) в  $S$ -волновом приближении для волновой функции выражение (81) точно сводится к выражению (7) из работы [42].

**5.2. Учет релятивистских эффектов.** Выражения (48), (56) зависят от импульсов  $\mathbf{Q}_1$  и  $\mathbf{Q}_4$ , которые являются импульсами 1-го и 4-го нуклонов в с.ц.м.  $\{1+2+3\}$  и  $\{4+2+3\}$  соответственно. В нерелятивистском подходе эти импульсы определяются выражениями

$$\mathbf{Q}_1 = \frac{1}{3} \mathbf{p}_{\tau} - \mathbf{p}'_p, \quad \mathbf{Q}_4 = \frac{1}{3} \mathbf{p}_{\tau'} - \mathbf{p}_p, \quad (88)$$

где  $\mathbf{p}_p(\mathbf{p}'_p)$  и  $\mathbf{p}_\tau(\mathbf{p}'_\tau)$  — начальный (конечный) импульс протона и ядра  $^3\text{He}$  в с.ц.м.  $p + ^3\text{He}$ .

При больших передачах импульса ( $\Delta \geq m$ ) в динамике процесса существенную роль могут играть релятивистские эффекты. Наиболее последовательный учет этих эффектов возможен в рамках релятивистской квантовой механики систем с фиксированным числом частиц [24, 43]. Одним из примеров применения этого подхода является описание упругого  $pd$ -рассеяния назад в рамках обмена нейтроном [4, 44]. Результаты работы [43] позволяют, в принципе, вычислить волновую функцию ядра  $^3\text{He}(^3\text{H})$  из решения релятивистских уравнений фаддеевского типа. Имея такую функцию, можно построить последовательное релятивистское обобщение механизма  $np$ -обмена в  $p^3\text{He}$ -рассеянии назад в рамках релятивистской квантовой механики четырех тел. Однако технически эта задача очень сложна. В данной работе мы ограничиваемся лишь оценкой вклада релятивистских эффектов. С этой целью после выполнения интегрирования по  $\mathbf{q}_{23}$  в формулах (48), (56) в окончательный ответ вместо нерелятивистских величин (88) для импульсов  $\mathbf{Q}_1, \mathbf{Q}_4$  подставляются соответствующие релятивистские выражения (8):  $\mathbf{Q}_1 = \mathbf{q}, \mathbf{Q}_4 = \mathbf{q}'$ . Заметим, что модули импульсов (8) численно всегда меньше (при  $\theta_{\text{ц.м.}} = 180^\circ$ ) соответствующих нерелятивистских значений.

## 6. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ И ОБСУЖДЕНИЕ

**6.1. Низкие энергии.** Теоретическое исследование упругого  $p^3\text{He}$ - и  $p^3\text{H}$ -рассеяния назад при энергиях  $\sim 10$  МэВ проводилось ранее в работах [42, 45] с точки зрения традиционных задач, возникающих в системах малого числа тел с сильным взаимодействием. Исследовался вопрос, можно ли описать эти процессы, не прибегая к точному решению уравнений Фаддеева — Якубовского, а ограничиваясь лишь учетом нескольких достаточно простых фейнмановских диаграмм. Положительный ответ на этот вопрос был получен в рамках многоканального  $K$ -матричного подхода [46]. Суть его сводится к учету ограниченного числа каналов, амплитуды перехода между которыми удовлетворяют системе зацепляющихся уравнений Гайтлера. При любом числе учитываемых каналов эта система обеспечивает унитарность  $S$ -матрицы. Одно из основных динамических предположений в данном подходе — допущение, что элемент  $K$ -матрицы в соответствующем канале может быть отождествлен с простейшей фейнмановской диаграммой (борновское приближение) для  $T$ -матрицы в данном канале. Конкретными расчетами была продемонстрирована работоспособность данного подхода при описании целого ряда низкоэнергетических процессов  $d(d, p)^3\text{H}, ^3\text{He}(p, p)^3\text{He}, ^3\text{H}(p, n)^3\text{He}, ^4\text{He}(p, p)^4\text{He}$ . Следует отметить, что количественное описание дифференциального сечения упругого  $p^3\text{He}$ - и  $n^3\text{H}$ -рассеяния в интервале углов  $\theta_{\text{ц.м.}} = 0 \div 180^\circ$  было

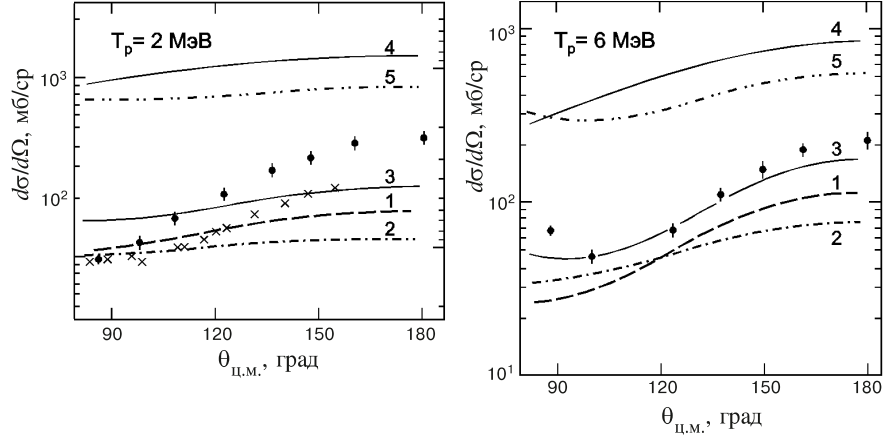


Рис. 10. Экспериментальные данные об упругом  $n^3\text{He}$  ( $\times$ ) и  $p^3\text{He}$ -рассеянии ( $\bullet$ ) при  $T_p = 2$  и  $6$  МэВ из работы [49] сравниваются с результатами расчетов с унитаризованными амплитудами: 1 — вклад ПВП, 2 — БПП + НПП, 3 — ПВП + БПП + НПП. Кривые 4 и 5 получены в борновском приближении: 4 — ПВП + БПП + НПП, 5 — однократное рассеяние + ПВП + БПП + НПП

получено также в рамках метода резонирующих групп (МРГ) в [47]. Однако при этом использовались не реалистические, а так называемые эффективные силы без тензорных сил. Как показано в [48] при описании резонансов в  $n\alpha$ -рассеянии, учет тензорных сил существенно меняет предсказания по сравнению с эффективными силами.

В [42,45] упругое  $p^3\text{He}$ -рассеяние назад рассматривалось в  $K$ -матричном подходе в одноканальном приближении. При этом в качестве элемента  $K$ -матрицы был взят элемент  $T$ -матрицы, описывающий передачу взаимодействующей пары,  $T_{\text{ПВП}} = 3M_{\text{ПВП}}$ . Обмен невзаимодействующей парой был учтен в работе [28]. Поскольку выражение (48) для  $T_B$  вещественно, то в соответствии с правилами  $K$ -матричного подхода его можно использовать в качестве элемента  $K$ -матрицы в упругом канале. Переход в неупругий двухчастичный канал  $d + d$  запрещен по изоспину, а связь с трехчастичным ( $2N + d$ ) и четырехчастичным ( $4N$ ) каналами, открывающимися при энергиях  $T_p = 8,5$  и  $11,5$  МэВ, не рассматриваем, следуя работам [42,45]. В итоге в одноканальном приближении после разложения по парциальным волнам для элементов унитаризованной  $T$ -матрицы получаем следующее выражение (спин-изоспиновые множители опущены):

$$T_{fi}^l = \frac{K_l}{1 + 3imQ_{p\tau} K_l/8\pi}, \quad (89)$$



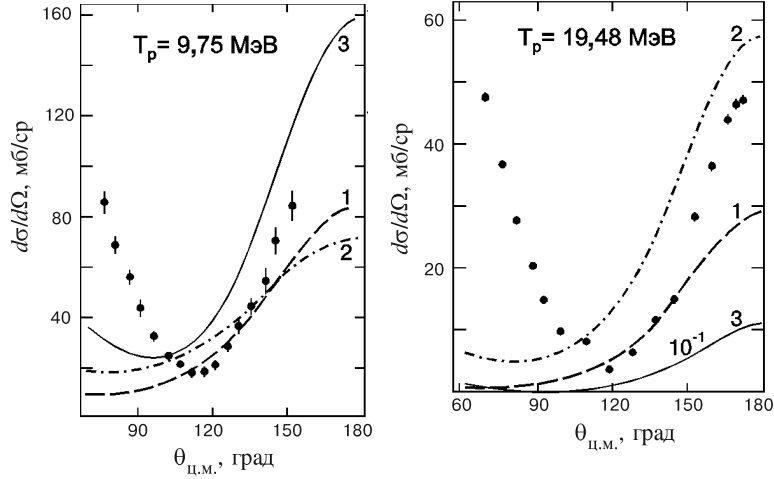


Рис. 11. То же, что на рис. 10, но при энергиях  $T_p = 9,75$  и  $19,48$  МэВ. Точки — экспериментальные данные из работы [42]

где  $m$  — масса нуклона,  $Q_{pt}$  — относительный импульс в канале  $p + ^3\text{He}$ ,

$$K_l = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 T_B(z) P_l(z) dz. \quad (90)$$

Максимальное число парциальных волн в расчетах [28]  $l_{\max} = 8$ .

Результаты расчетов приведены на рис.10 и 11. Можно сделать следующие выводы. Даже при самых низких энергиях ( $\sim 2$  МэВ) вклад обмена невзаимодействующей парой сравним с вкладом ПВП. С ростом энергии относительный вклад передачи невзаимодействующей пары увеличивается и становится доминирующим при  $T_p \sim 30$  МэВ. Найденный вклад ПВП в сечение приблизительно в 1,5—2 раза меньше, чем в работе [42] при  $T_p = 10 \div 30$  МэВ, и не дотягивает по абсолютной величине до экспериментальных точек при всех рассмотренных энергиях. Поскольку формулы для ПВП идентичны формулам работы [42], то этот результат полностью обусловлен отличием волновых функций для  $^3\text{He}$ , использованных в работе [42] и [28]. В этой связи на первый план выступают два момента. Во-первых, использованные в [42] "машинные" волновые функции имеют правильную трехчастичную асимптотику в отличие от параметризации [41]. Но это обстоятельство, по-видимому, существенно только в области мнимых значений импульсов  $q_{ij}$  и  $Q_k$ , например, при вычислении вершинной функции на массовой поверхности для распада трития на три нуклона:  $^3\text{H} \rightarrow n + p + n$  [50]. В области же небольших вещественных значений  $q_{ij}$  и  $Q_k$  параметризация [41] и исходная волновая функция [21] дают одинаковые результаты,

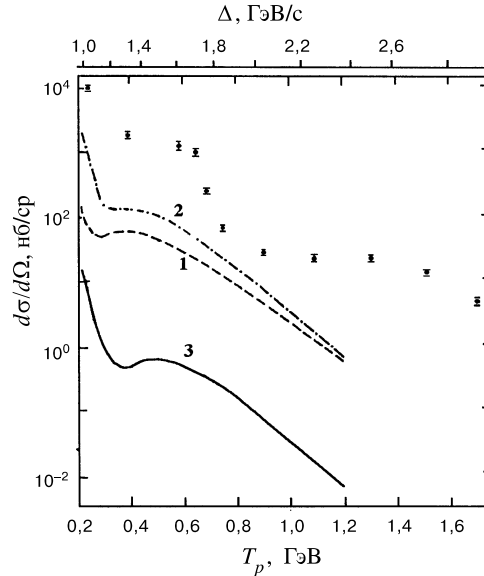


Рис. 12. Дифференциальное сечение упругого  $p^3\text{He}$ -рассеяния в с.ц.м. на угол  $\theta_{\text{ц.м.}} = 180^\circ$  как функция начальной кинетической энергии протона  $T_p$  и переданного импульса  $\Delta$ . Кривые показывают результаты расчетов без учета перерассеяний: 1 — ПВП ( $S + D$ ) с  $S$ - и  $D$ -компонентами волновой функции ядра  $^3\text{He}$ , 2 — ОД ( $S + D$ ) с интегралом перекрывания (52), 3 — ОД ( $S + D$ ) с интегралом перекрывания (51). Точки — экспериментальные данные из [1]

что видно, например, из расчетов упругого формфактора ядра  $^3\text{He}$  [41]. В то же время весьма существенные для вклада ПВП полюсные особенности парной  $T$ -матрицы в синглетном и триплетном каналах параметризация [41] воспроизводит правильно, что непосредственно следует из таблицы коэффициентов для этой функции (см. [41]). Вторым источником различий может быть связан с тем, что в [42] в триплетном  $^3S_1$ -канале  $NN$ -взаимодействия использовались потенциалы без тензорных сил. Это обстоятельство является весьма важным, так как обсуждаемое расхождение увеличивается с ростом начальной энергии.

Когерентная сумма вкладов ПВП и обмена невзаимодействующей парой после унитаризации воспроизводит форму дифференциального сечения в задней полусфере  $\theta_{\text{ц.м.}} \geq 120^\circ$ , а при низких энергиях ( $T \sim 6 \div 10$  МэВ) удовлетворительно описывает также его абсолютную величину. Как видно из рис.11, при энергии 19,5 МэВ унитаризованный обмен  $pn$ -парой дает для дифференциального сечения величину приблизительно в два раза выше экспериментальной. При  $T_p = 30,6$  МэВ расхождение становится еще более

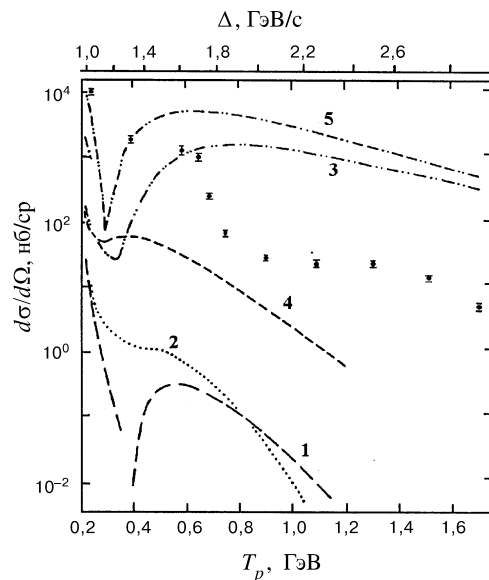


Рис. 13. То же, что на рис. 12, но кривые показывают: 1 — ПВП ( $S$ ) с  $S$ -компонентой волновой функции  $^3\text{He}$ , 2 — НПП ( $S$ ), 3 — БПП ( $S$ ), 4 — ПВП ( $S + D$ ), 5 — БПП ( $S + D$ )

значительным. Это превышение может быть связано с усилением роли трех- и четырехчастичных каналов в данной области энергий, вклад которых в представленных  $K$ -матричных расчетах не учитывался. Наконец, вклад однократного  $pN$ -рассеяния, вычисленный в [28] при энергиях 2 и 6 МэВ с учетом фаз  $^1S_0$  и  $^3S_1$  в  $NN$ -рассеянии, также сравним по величине с вкладом передачи  $pn$ -пары. Как показано в [28], учет этого вклада в борновском приближении сокращает расхождение между теорией и экспериментом.

**6.2. Промежуточные энергии.** Численные расчеты выполнены с использованием пятиканальной волновой функции ядра  $^3\text{He}$ , полученной в [21] из решения уравнений Фаддеева в импульсном пространстве. Результаты расчетов дифференциального сечения  $p^3\text{He}$ -рассеяния на угол  $\theta_{\text{ц.м.}} = 180^\circ$  как функции начальной энергии налетающего протона в лаб. системе  $T_p$ , полученные без учета перерассеяний в начальном и конечном состояниях, приведены на рис.12—14.

Вклад механизма ОД с интегралами перекрытия (51) и (52) показан на рис.12. Результаты расчетов с использованием механизмов ПВП, НПП, БПП в  $S$ -волновом приближении показаны на рис.13 в сравнении с экспериментальными данными. Роль  $D$ -компонент волновой функции ядра  $^3\text{He}$  показана

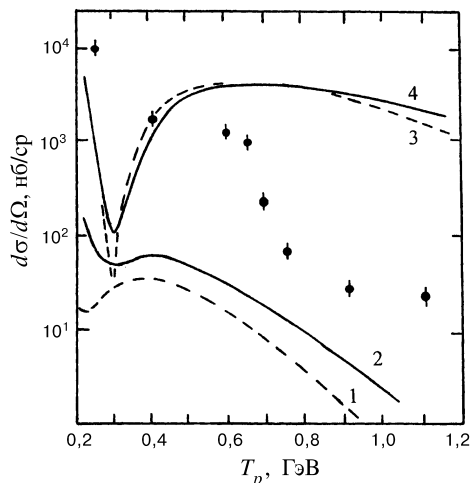


Рис. 14. То же, что на рис. 12, но кривые показывают: 1,2 — ПВП ( $S + D$ ), 3,4 — БПП+НПП с ( $S + D$ )-компонентами волновой функции ядра  ${}^3\text{He}$ . Штриховые кривые 1 и 3 получены с использованием нерелятивистских импульсов (88), а сплошные кривые 2 и 4 — с релятивистскими импульсами (8)

на этом же рисунке для случая механизмов ПВП и БПП. Все теоретические кривые на рис.12—13 и 15, 16 получены с релятивистскими импульсами (8). Результаты расчетов с нерелятивистскими импульсами (88) для случая механизмов ПВП и БПП сравниваются с аналогичными расчетами с релятивистскими импульсами (8) на рис.14.

Из рис. 12—14 можно сделать следующие выводы.

Во-первых, как видно из рис.12, для интеграла перекрытия (52) сечение, вычисленное с использованием механизма ОД, приблизительно на два порядка величины выше, чем с интегралом (51), и сравнимо с вкладом механизма ПВП. Однако по абсолютной величине вклад ОД значительно ниже, чем экспериментальные данные во всей рассматриваемой области энергий и не согласуется с экспериментом по форме энергетической зависимости.

Во-вторых, без учета взаимодействия в начальном и конечном состояниях механизм БПП является доминирующим. Его вклад в интервале энергий  $0,7 \div 1,7$  ГэВ довольно медленно убывает с ростом начальной энергии и в борновском приближении находится почти на два порядка выше экспериментальных точек [1]. С другой стороны, вклады механизмов ПВП, НПП, а также обмена дейтроном (ОД) быстро убывают с ростом энергии, находятся ниже экспериментальных точек и существенно отличаются от эксперимента по форме энергетической зависимости.

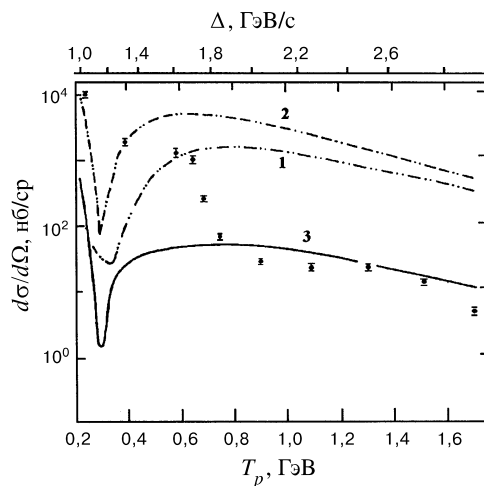


Рис. 15. То же, что на рис. 12—14, но кривые показывают: 1 — ПВП + НПП + БПП с ( $S$ )-компонентами, 2 — ПВП+НПП+БПП с ( $S + D$ )-компонентами, 3 — ПВП + НПП + БПП ( $S$ ) с учетом глауберовских перерассеяний

В-третьих, вклад БПП слабо чувствителен к учету  $D$ -компонент волновой функции  $^3\text{He}$ . Кривая 3 на рис.13, представляющая вклад БПП с учетом только  $S$ -компонент волновой функции  $^3\text{He}$ , качественно не отличается от кривой 5, полученной для механизма БПП с учетом  $S + D$ -компонент волновой функции. В то же время кривая 5 практически не отличается от результата, предсказываемого суммой всех трех механизмов ПВП+НПП+БПП при учете  $S + D$ -компонент (кривая 2 на рис.15). Как видно из сравнения кривых 1 и 4 на рис.13, вклад механизма ПВП в сечение реакции увеличивается приблизительно на два порядка величины при подключении  $D$ -компонент волновой функции ядра  $^3\text{He}$ . Аналогичная роль  $D$ -компонент установлена для НПП- и ОД- механизмов.

В-четвертых, при учете релятивистских эффектов БПП-вклад увеличивается не более чем на 20—30 %, в то время как вклад других механизмов увеличивается приблизительно в 3—5 раз, оставаясь ниже экспериментальных данных.

Формальная причина такой выделенности механизма БПП по сравнению с остальными механизмами состоит в следующем. Слагаемое  $\varphi_f^{42+} \varphi_i^{31}$  под интегралом в (48), отвечающее БПП-вкладу, имеет следующую структуру аргументов:

$$\varphi_f^{42+} \varphi_i^{31} = \varphi_f^{42+} \left( -\frac{1}{2} \mathbf{q}_{23} - \frac{3}{4} \mathbf{Q}_4, \mathbf{q}_{23} - \frac{1}{2} \mathbf{Q}_4 \right) \times$$

$$\times \varphi_i^{31} \left( -\frac{1}{2} \mathbf{q}_{23} + \frac{3}{4} \mathbf{Q}_1, -\mathbf{q}_{23} - \frac{1}{2} \mathbf{Q}_1 \right). \quad (91)$$

Два оставшихся слагаемых, отвечающих механизмам НПП и ПВП, имеют вид

$$\begin{aligned} \varphi_f^{34+} \varphi_i^{31} &= \varphi_f^{34+} \left( -\frac{1}{2} \mathbf{q}_{23} + \frac{3}{4} \mathbf{Q}_4, -\mathbf{q}_{23} - \frac{1}{2} \mathbf{Q}_4 \right) \times \\ &\times \varphi_i^{31} \left( -\frac{1}{2} \mathbf{q}_{23} + \frac{3}{4} \mathbf{Q}_1, -\mathbf{q}_{23} - \frac{1}{2} \mathbf{Q}_1 \right), \end{aligned} \quad (92)$$

$$\varphi_f^{23+} \varphi_i^{31} = \varphi_f^{23+} (\mathbf{q}_{23}, \mathbf{Q}_4) \varphi_i^{31} \left( -\frac{1}{2} \mathbf{q}_{23} + \frac{3}{4} \mathbf{Q}_1, -\mathbf{q}_{23} - \frac{1}{2} \mathbf{Q}_1 \right). \quad (93)$$

При рассеянии на угол  $\theta_{\text{ц.м.}} = 180^\circ$  из (88) находим  $\mathbf{Q}_4 = -\mathbf{Q}_1$ . При этом условии выражение (91) отличается от (92) и (93) тем, что при интегрировании по  $\mathbf{q}_{23}$  в нем два каких-либо импульса из четырех могут одновременно обратиться в нуль (например, в точке  $\mathbf{q}_{23} = 3/2 \mathbf{Q}_1$  имеем  $-1/2 \mathbf{q}_{23} - 3/4 \mathbf{Q}_4 = 0$  и  $-1/2 \mathbf{q}_{23} + 3/4 \mathbf{Q}_1 = 0$ ). В выражениях (92) и (93) только один из импульсов может обратиться в нуль, в то время как остальные три принимают значения  $\sim |\mathbf{Q}_1| = |\mathbf{Q}_4|$ . В исследуемой кинематической области  $T_p = 0,7 \div 1,7$  ГэВ импульсы  $|\mathbf{Q}_1|$  и  $|\mathbf{Q}_4|$  имеют довольно большие значения  $\sim 0,5$  ГэВ/с. С ростом  $|\mathbf{q}|$  или  $|\mathbf{Q}|$  волновая функция  $\varphi^{ij}(\mathbf{q}, \mathbf{Q})$  быстро убывает; отсюда заключаем, что вклад слагаемого (91) в интеграл (48) действительно доминирует.

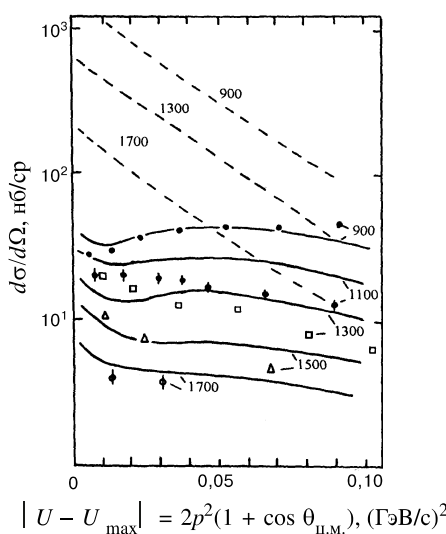
Очевидно, что в области  $\theta_{\text{ц.м.}} < 180^\circ$ , в которой равенство  $\mathbf{Q}_1 = -\mathbf{Q}_4$  нарушается, механизм БПП лишен этого преимущества. Угловая зависимость упругого  $p^3\text{He}$ -рассеяния назад как функция переменной  $u = p^2(1 + \cos \theta^2)$  представлена на рис.16. Как видно из этого рисунка, вклад механизма БПП в борновском приближении (штриховые кривые) действительно быстро убывает с ростом угла рассеяния.

Перечисленные выше особенности механизма БПП, на первый взгляд, свидетельствуют о том, что при рассеянии на угол  $\theta_{\text{ц.м.}} = 180^\circ$  этот механизм не требует высокоимпульсных компонент волновой функции ядра  $^3\text{He}$  даже при такой большой передаче импульса  $\Delta = 2 \div 3$  ГэВ/с, которая имеет место в рассматриваемом процессе при энергиях  $T_p = 1,0 \div 1,7$  ГэВ. Однако, как показано недавно в работе автора данного обзора [51], такое утверждение справедливо лишь отчасти: при  $T_p > 1$  ГэВ амплитуда механизма БПП определяется главным образом значениями фаддеевской компоненты волновой функции  $\varphi^{23}(\mathbf{q}_{23}, \mathbf{Q}_1)$  при больших относительных импульсах  $q_{23} > 0,6$  ГэВ/с  $NN$ -пары в  $^1S_0$ -состоянии и малых импульсах "спектратора"  $Q_1 \sim 0-0,2$  ГэВ/с.

Численные расчеты с учетом перерассеяний Глаубера — Ситенко в начальном и конечном состояниях сравниваются с борновским приближением и экспериментальными данными на рис.15 и 16. При этом в амплитуде упругого  $p^3\text{He}$ -рассеяния на малые углы учитываются только  $S$ -компоненты в

волновой функции ядра  $^3\text{He}$ . Численные результаты получены с параметрами  $NN$ -амплитуд (59) из [52] в области энергий  $T_p = 0,3 \div 1$  ГэВ и из [53] для  $T_p \geq 0,4$  ГэВ с гауссовской плотностью для ядра  $^3\text{He}$  из [54]. Непосредственные вычисления показывают, что с этими параметрами хорошо описываются данные по упругому  $p^3\text{He}$ -рассеянию вперед при энергиях  $0,4 \div 1,0$  ГэВ в области первых двух дифракционных пиков ( $\theta_{\text{ц.м.}} = 0 \div 60^\circ$ ) [8, 54].

Как видно из рис.15, при учете глауберовских перерассеяний дифференциальное сечение для угла  $\theta_{\text{ц.м.}} = 180^\circ$ , даваемое суммой ПВП+НПП+БПП, не меняется по форме, но уменьшается по абсолютной величине в  $30 \div 50$  раз. Приблизительно такой же эффект подавления абсолютной величины сечения вследствие учета взаимодействия в начальном и конечном состояниях в эйкональном приближении был обнаружен в упругом  $pd$ -рассеянии для механизма обмена тритием [22]. В результате в области  $T_p = 0,9 \div 1,7$  ГэВ теоретическая кривая качественно согласуется с экспериментальными данными по абсолютной величине. Угловая зависимость, как видно из рис.16, при учете перерассеяний становится более плавной и также качественно согласуется с экспериментальными данными в области углов  $\theta_{\text{ц.м.}} \approx 160 \div 180^\circ$ . Причина выполаживания сечения при отклонении угла рассеяния  $\theta_{\text{ц.м.}}$  от значения  $180^\circ$  детально обсуждается в работе [12] на примере упругого  $pd$ -рассеяния назад. При энергиях  $T_p \leq 0,9$  ГэВ вклад механизма передачи  $np$ -пары в сечение при  $\theta_{\text{ц.м.}} = 180^\circ$  существенно подавлен за счет глубокого минимума при  $\sim 0,3$  ГэВ. В этой области энергий ( $T_p \leq 0,9$  ГэВ) механизм многократных  $pN$ -рассеяний с учетом антисимметризации  $pN$ -амплитуд, обсуждавшийся в работах [8, 54], по-видимому, вносит главный вклад в упругое  $p^3\text{He}$ -рассеяние назад.



$$|U - U_{\text{max}}| = 2p^2(1 + \cos \theta_{\text{ц.м.}}), (\text{ГэВ}/c)^2$$

Рис. 16. Дифференциальное сечение упругого  $p^3\text{He}$ -рассеяния в заднюю полусферу при разных начальных энергиях, значения которых (в МэВ) указаны около кривых. Кривые — результаты вычислений с использованием суммы механизмов ПВП + НПП + БПП в  $S$ -волновом приближении для волновой функции ядра  $^3\text{He}$ : штриховые кривые — борновское приближение, сплошные кривые — с учетом глауберовских перерассеяний;  $p$  — импульс протона в с.ц.м.,  $\theta_{\text{ц.м.}}$  — угол рассеяния. Экспериментальные точки взяты из [1]

В этой области энергий ( $T_p \leq 0,9$  ГэВ) механизм многократных  $pN$ -рассеяний с учетом антисимметризации  $pN$ -амплитуд, обсуждавшийся в работах [8, 54], по-видимому, вносит главный вклад в упругое  $p^3\text{He}$ -рассеяние назад.

**6.3. Проявление  $\hat{A}\{d^* + p\}$  структуры ядра  ${}^3\text{He}$  в процессе  $p^3\text{He}$ -рассеяния назад.** В работе [31] исследована чувствительность механизма  $pn$ -передачи к виду волновой функции ядра  ${}^3\text{He}$ . С этой целью наряду с фаддеевской волновой функцией [21] использовались кластерные модели вида  $\Psi_1 = \hat{A}\{d + p\}$  и  $\Psi_2 = \hat{A}\{d^* + p\}$ , а также их суперпозиция, здесь  $\hat{A}$  — антисимметризатор в (62).

Если во второй части равенства (62) вместо фаддеевской компоненты  $\varphi^{23}(\mathbf{q}_{23}, \mathbf{Q}_1)$  взять векторно-связанное (в  $jj$ -схеме) произведение волновой функции реального дейтрона  $\varphi_d(2, 3)$ , функции относительного движения ц.м. дейтрона и первого нуклона  $f(\mathbf{Q}_1)$ , а также спин-изоспиновой функции первого нуклона  $\chi_p(1)$ , то для ядра  ${}^3\text{He}$  получим волновую функцию "кластерной" модели

$$\Psi_1 = \hat{A}\{\varphi_d(\mathbf{q}_{23}) f(\mathbf{Q}_1) \chi_p(1)\}. \quad (94)$$

Здесь для краткости опущены угловые моменты и коэффициенты Клебша — Гордана. Подобные функции широко используются в расчетах структуры легких ядер по методу резонирующих групп (МРГ) [55]. Функция (94) полностью антисимметризована и имеет структуру (62). Однако в кластерной волновой функции (94) в отличие от фаддеевской [21] учтены только 4 канала — первый же канал по классификации работы [21], отвечающий состоянию пары нуклонов с номерами 2 и 3 с квантовыми числами  $L = S = 0, T = 1$ , отсутствует\*. Учет этого состояния соответствует расчету МРГ со связью каналов [55]:

$$\Psi_2 = \hat{A}\{\varphi_d(\mathbf{q}_{23}) f(\mathbf{Q}_1) \chi_p(1)\} + \delta \hat{A}\{\varphi_{d^*}(\mathbf{q}_{23}) \tilde{f}(\mathbf{Q}_1) \chi_p(1)\}. \quad (95)$$

Здесь волновая функция  $\varphi_{d^*}$  описывает внутреннее движение пары нуклонов  $\{23\}$  в  ${}^1S_0$ -состоянии; относительное движение центра масс этой пары и первого нуклона описывается функцией  $\tilde{f}$ .

Следует подчеркнуть, что амплитуда  $M_{\text{ПП}}^{\text{Б}} + \tilde{M}_{\text{ПП}}$  точно сводится к нулю, если канал  $\nu = 1$ , который соответствует конфигурации  $\{NN({}^1S_0) + N\}$ , исключен из волновой функции ядра  ${}^3\text{He}$ . Это следует из изотопической структуры диаграмм ПП на рис.7, а именно из того факта, что нижние или верхние  $NN$ -петли этих диаграмм в процессе  $p^3\text{He} \rightarrow {}^3\text{He}p$  являются двух-протонными, то есть соответствуют состоянию с изоспином  $T = 1$ . С другой стороны, диаграмма НПП (как и ПВП), не критична к весу конфигурации  $\{NN({}^1S_0) + N\}$ , так как для этих механизмов обе  $NN$ -петли могут быть одновременно в  $pn$ -состояниях с изоспином  $T = 0$ .

---

\*Отметим, что, тем не менее, в генеалогическом разложении функции (94) присутствует "возбужденное" состояние пары нуклонов  $\{23\}$  с квантовыми числами  $S = 0, T = 1$  с ненулевым весом [56].



Для кластерных функций (94),(95) в [31] использованы следующие приближения. Волновая функция дейтрона  $\varphi_d$  в потенциале RSC с  $S$ - и  $D$ -компонентами взята из работы [57]. Функция относительного движения  $f(\mathbf{Q})$  определяется интегралом перекрытия волновых функций дейтрона и  $^3\text{He}$  (1).

Волновые функции  $\varphi_{d^*}$ ,  $\tilde{f}$  в (95) и численное значение  $\delta$  должны определяться из трехчастичной динамики. Однако для качественной оценки, а также с целью проверки чувствительности амплитуды (48) к виду волновой функции в рамках кластерной модели полагаем:  $\varphi_{d^*} = \varphi_s$ ;  $\tilde{f} = f_0$ , где  $\varphi_s$ ,  $f_0$  —  $S$ -компоненты волновой функции дейтрона и интеграла перекрытия (1) соответственно. Величина  $\delta$  рассматривается как свободный параметр при единичной норме функции (1).

Результаты расчетов, представленные на рис.17, демонстрируют очень высокую чувствительность вклада механизма БПП к величине  $\delta$ . При  $\delta = 0$  дифференциальное сечение содержит только вклады механизмов ПВП и НПП и проходит значительно ниже экспериментальных данных. С увеличением  $\delta$  вклад механизма  $pn$ -передачи быстро растет исключительно за счет амплитуды БПП. Следует подчеркнуть, что при  $\delta = 0,5$  результаты расчетов с трехтельной фаддеевской функцией [41] и модельной функцией (95) практически не отличаются друг от друга. Примечательно, что именно при этом значении  $\delta$  относительный вес первого ( $L = S = 0, T = 1$ ) и второго ( $L = 0, S = 1, T = 0$ ) каналов в нормировке волновой функции (95) оказывается таким же, как и в фаддеевской волновой функции. Таким образом, можно сделать вывод, что сечение процесса  $p^3\text{He}$ -рассеяния на угол  $\theta_{\text{ц.м.}} = 180^\circ$  при  $T_p = 1 \div 1,7$  ГэВ практически полностью определяется весом канала  $\hat{A}\{d^* + p\}$  волновой функции ядра  $^3\text{He}$ .

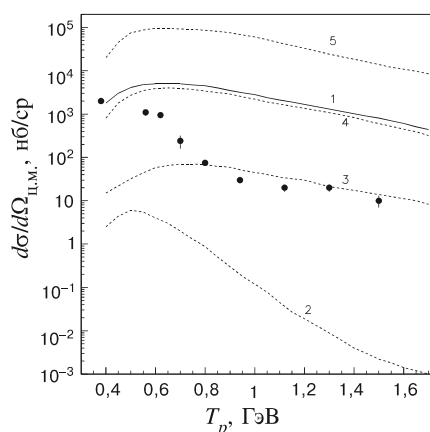


Рис. 17. Дифференциальное сечение упругого  $p^3\text{He}$ -рассеяния назад на угол  $\theta_{\text{ц.м.}} = 180^\circ$  в зависимости от начальной энергии протона  $T_p$ . Результаты расчетов с фаддеевской (кривая 1) и кластерной (2—5) волновыми функциями для суммарного вклада механизмов ПВП + НПП + БПП: 2 —  $\delta = 0$ , 3 —  $\delta = 0,17$ , 4 —  $\delta = 0,5$ , 5 —  $\delta = 1$ . Точки — экспериментальные данные [1]

## 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный анализ упругого  $p^3\text{He}$ -рассеяния назад при энергиях  $1 \div 2$  ГэВ выявил три следующих ярких эффекта.

- Из множества рассмотренных механизмов доминирующий вклад вносит только диаграмма последовательной передачи  $pn$ -пары. Треугольная диаграмма однопионного обмена, полюсная диаграмма обмена дейтроном, петлевые диаграммы обмена взаимодействующей парой и последовательной передачи  $pn$ -пары вносят вклад на несколько порядков ниже вклада доминирующего механизма.
- Перерасеяния в начальном и конечном состояниях драматическим образом влияют на абсолютную величину и характер угловой зависимости дифференциального сечения. Без учета эффектов перерасеяний результаты теоретических расчетов находятся в резком противоречии с экспериментальными данными, а при учете этих эффектов достигается согласие с экспериментом без введения каких-либо подгоночных параметров.
- Имеет место сильнейшая зависимость сечения от деталей структуры ядра  $^3\text{He}$ , а именно: при исключении первого канала ( $\nu = 1$ ) в фаддеевской компоненте волновой функции, соответствующей конфигурации  $\hat{A}\{d^* + p\}$  ядра  $^3\text{He}$ , дифференциальное сечение упругого  $p^3\text{He}$ -рассеяния уменьшится на 5—6 порядков величины.

При энергиях  $T_p \leq 0,9$  ГэВ вклад механизма ПП оказывается существенно ниже экспериментальных данных о  $p^3\text{He}$ -рассеянии назад за счет глубокого минимума в сечении при  $T_p \sim 0,3$  ГэВ. По-видимому, при энергиях  $T_p \leq 0,9$  ГэВ доминирующий вклад вносят рассмотренные в работах [8, 54] механизмы многократного рассеяния с антисимметризованными  $pN$ -амплитудами.

Эти результаты показывают, что попытки описать упругое  $p^3\text{He}$ -рассеяние назад в модели обмена дейтроном [10,15] с феноменологическими волновыми функциями совершенно не оправданы. Выход за рамки полюсной диаграммы обмена дейтроном, а также использование реалистической трехтельной волновой функции ядра  $^3\text{He}$  имеет принципиально важное значение в данной задаче. Можно ожидать, что в упругом  $\alpha^6\text{Li}$ - и  $\alpha^6\text{He}$ -рассеянии назад при начальных энергиях  $\sim 150$  МэВ аналогичную роль играет механизм последовательной передачи  $pn$ - и  $nn$ -пар соответственно, но отнюдь не передача дейтрона и бинейтрона. Дополнительный критерий для проверки механизма последовательной передачи  $pn$ -пары в упругом  $p^3\text{He}$ -рассеянии назад могли

бы дать измерения поляризационных характеристик этого процесса. Представляет интерес исследование аналогичного механизма в упругом  $p\alpha$ -рассеянии назад.

Автор признателен Л.Д.Блохинцеву, В.Г.Неудачину, В.И.Комарову, В.И.Кукулину, А.В.Ладо за многочисленные обсуждения вопросов, рассматриваемых в обзоре. Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант No 96-02-17-458).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Berthet P. et al. — Phys. Lett., 1981, v.106B, p. 465.
2. Bosted P., Arnold R.E., Rock S. et al. — Phys. Rev. Lett. 1982, v.49, p. 1380.
3. Kerman A.K., Kisslinger L.S. — Phys. Rev., 1969, v. 180, p. 1483.
4. Кондратюк Л.А., Лев Ф.М., Шевченко Л.В. — ЯФ, 1981, т.33, с.1208.
5. Craige N.S., Wilkin C. — Nucl. Phys., 1969, v. B14, p.477.
6. Kolybasov V.M., Smorodinskaya N.Я. — Phys. Lett., 1971, v. 37B, p. 272; ЯФ, 1973. т.17, с.1211;  
Nakamura A., Satta L. — Nucl. Phys., 1985, v. A445, p.706.
7. Копелиович Б.З., Нидермайер Ф. — ЖЭТФ, 1984, т.87, с.1121.
8. Paez M.J., Landau R.H. — Phys. Rev., 1984, v. C29, p.2267.
9. Lado A.V., Uzikov Yu.N. — Phys. Lett., 1992, v. B279, p. 16.
10. Kobushkin A.P. — In: Proc. Int. Conf. DEUTERON-93, ed. Lukyanov V.K. (Dubna, September 14—18, 1993), p.71.
11. Levitas M., Noble J.V. — Nucl. Phys., 1975, v. A251, p.385.
12. Узиков Ю.Н. — ЯФ, 1997, т.60, No.9, с.1603.
13. Barry G.W. — Phys. Rev., 1973, v. D7, p. 1441.
14. Lesniak H., Lesniak L. — Acta Phys. Pol., 1978, v. B9, p.419-429
15. Abdelmonem M.S., Sherif H.S. — Phys. Rev., 1987, v.C36, p.1900.
16. Santos F.D., Eiro A.M., Barosso A. — Phys. Rev., 1979, v.C19, p.238-260.
17. Gibbson B.F., Lehman D.R. — Phys. Rev., 1984, v. C29, p.1017.
18. Burov V.V. et al. — Z. Phys., 1982, v. A306, p. 149.
19. Биленькая С.И. и др. — ЖЭТФ, 1971, т.61, с. 460.
20. Arnold R.G. et al. — Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 1429.
21. Brandenburg R.A., Kim Y., Tubis A. — Phys. Rev., 1975, v.C12, p.1368.
22. Lesniak H., Lesniak L., Tekou A. — Nucl. Phys., 1976, v. A267, p. 503.
23. Жусупов М.А., Узиков Ю.Н., Юлдашева Г.А. — Изв. АН КазССР, сер. физ., 1986, No.6, с.69.
24. Bakker B.L.G., Kondratyuk L.A., Terentjev M.V. — Nucl. Phys., 1979, v. B158, p.497.
25. Gurvitz S.A. — Phys. Rev., 1980, v. C22, p. 724.

26. **Zhusupov M.A., Uzikov Yu.N.** — J. Phys. G: Nucl. Phys., 1981, v. 7, p. 1621.
27. **Particle Data Group Report UCRL 20000 NN**, 1979.
28. **Ладо А.В., Узиков Ю.Н.** — ЯФ, 1989, т.50, с.1309.
29. **Igarashi M., Kudo K., Yagi K.** — Phys. Rep., 1991, v. C199, p. 1.
30. **Ладо А.В., Узиков Ю.Н.** — ЯФ, 1993, т. 56, с.114.
31. **Ладо А.В., Узиков Ю.Н.** — Изв. РАН, сер. физ., 1993, т. 57, с. 122.
32. **Blokhintsev L.D., Lado A.V., Uzikov Yu.N.** — Nucl. Phys., 1996, v. A 597, p.487.
33. **Блохинцев Л.Д., Долинский Э.** — ЯФ, 1967, т. 5, с.797.
34. **Фаддеев Л.Д.** — ЖЭТФ, 1960, т. 39, с. 1459.
35. **Тейлор Дж.** — Квантовая теория рассеяния, М.: Мир, 1976.
36. **Кольбасов В.М.** — ЯФ, 1989, т. 49, с.412.
37. **Гольдбергер М., Ватсон К.** — Теория столкновений, М.: Мир, 1967.
38. **Person L.W., Benioff P.** — Nucl. Phys., 1972, v. A187, p.401;  
**Жусупов М.А., Узиков Ю.Н.** — ЭЧАЯ, 1987, т.18, с.136.
39. **Ситенко А.Г.** — ЭЧАЯ, 1973, т. 4, с. 547.
40. **Cziz W., Lesniak L.** — Phys. Lett., 1967, v. B 24, p. 227.
41. **Hajduk Ch.H., Green A.M., Sainio M.E.** — Nucl. Phys., 1980, v. A337, p.13.
42. **Барышников А.Г., Беляев В.Б., Блохинцев Л.Д. и др.** — ЯФ, 1980, т. 32, с.369.
43. **Lev F.M.** — Ann. Phys., 1995, v.237, No.2, p.355;  
**Лев Ф.М.** — ЭЧАЯ, 1990, т. 21, с.1251;  
**Лев Ф.М.** — Некоторые вопросы релятивистской квантовой механики систем с заданным числом степеней свободы, Дубна, 1988, 104 с.
44. **Imambekov O., Uzikov Yu.N., Shevchenko L.V.** — Z. Phys., 1989, v. A332, p.349.
45. **Блинов А.В., Народецкий И.М.** — ЯФ, 1982, т.36, p. 103.
46. **Alt E.G., Grassberger P., Sandhas W.** — Phys. Rev., 1970, v.C1, p. 85;  
**Baryshnikov A.G. et al.** — Nucl. Phys., 1974, v. A224, p.61.
47. **Shen P.N. et al.** — Phys. Rev., 1986, v. C33, p. 1214.
48. **Устинин М.Н., Эфрос В.Д.** — Препринт ИАЭ-4689/2, Москва, 1988.
49. **Reichstein I., Thompson D.R., Tang Y.C.** — Phys. Rev., 1971, v. C3, p. 2139;  
**LeMere M. et al.** — Phys. Rev., 1975, v.C12, p. 1140.
50. **Аваков Г.В. и др.** — ЯФ, 1988, т. 47, с.1508.
51. **Uzikov Yu.N.** — Preprint JINR E2-98-112, Dubna, 1998; E-print archive LANL nucl-th/9805026; Phys. Rev., 1998, v.C58 (in press).
52. **Dymarz R., Malecki A.** — Phys. Lett, 1977, v. B66, p.413.
53. **Jain B.K., Santra A.B.** — Phys. Lett., 1990, v.B224, p.5.
54. **Hasel D.K. et al.** — Phys. Rev., 1986, v.C34, p. 236.
55. **Тан Я., Вильдермут К.** — Единая теория ядра, М.: Мир, 1980.
56. **Неудачин В.Г., Смирнов Ю.Ф.** — Нуклонные ассоциации в легких ядрах. М.: Наука, 1969.
57. **Alberi G., Rosa L.P., Tome Z.D.** — Phys. Rev. Lett., 1975, v.34, p.503.