

99-157



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

99-157

P1-99-157

Л.С.Ажгирей¹, Н.П.Юдин²

СПИНОВЫЕ ЭФФЕКТЫ
В РАССЕЯНИИ ДЕЙТРОНОВ НАЗАД
И БАРИОННЫЕ СТЕПЕНИ
СВОБОДЫ ДЕЙТРОНА

Направлено в журнал «Ядерная физика»

¹E-mail address: azhgirey@cv.jinr.dubna.su

²Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова

1999

1 Введение

Одной из наиболее актуальных проблем физики промежуточных энергий является установление тех степеней свободы, в терминах которых можно содержательно анализировать процессы, протекающие на относительно небольших ($\sim 0,3 - 0,6$ фм) расстояниях между адронами. Нужно ли на таких расстояниях переходить к фундаментальным кварк-глюонным степеням свободы или все еще можно ограничиваться эффективными адронными, которые широко используются, например, для описания NN -взаимодействий, какова динамика тех или иных степеней свободы на этих расстояниях — вот некоторые из вопросов, которые весьма важны для развития физики промежуточных энергий.

Очевидно, что ответы на эти и другие легко формулируемые вопросы не могут быть получены быстро — достаточно вспомнить длительный путь развития физики NN -рассеяния и атомного ядра. В настоящей работе мы пытаемся прояснить этот вопрос, анализируя влияние примеси барионных резонансов в дейтроне на характеристики упругого dp -рассеяния назад.

Проблема изобарных состояний в дейтроне обсуждается уже в течение более чем двух десятилетий. Ей посвящено несколько обзоров [1, 2] и большое число оригинальных работ. Казалось бы, наиболее определенные сведения о структуре дейтрона на малых расстояниях можно получить при зондировании его с помощью электромагнитных пробников. И действительно, в результате таких исследований было установлено существование мезонных обменных токов [3], определенные заключения были сделаны о необходимости учета в процессах такого зондирования изобарных состояний нуклонов [4], и т.п. Стало ясно, однако, что проблема резонансов в дейтроне является достаточно сложной, и она может быть решена лишь в результате накопления дополнительной экспериментальной информации, полученной с использованием как электромагнитных, так и адронных пробников. Реакция pd -рассеяния в заднюю полусферу (в с.ц.м.) является одной из наиболее удобных реакций для анализа структуры дейтрона на малых расстояниях.

Имеющиеся экспериментальные данные по дифференциальному сечению этой реакции [5] - [12] характеризуются следующими особенностями: (i) в угловом распределении по мере приближения к углу 180° в с.ц.м. дифференциальное сечение возрастает; (ii) под фиксированным углом это сечение быстро падает по мере увеличения энергии падающего протона (дейтрона); (iii) в энергетической зависимости сечения имеется плато при кинетической энергии протонов в интервале $0,3-0,7$ ГэВ (что для упругого dp -рассеяния назад соответствует значениям начального импульса дейтронов $\sim 1,6 - 2,6$ ГэВ/с). Эти особенности в значительной степени и стимулировали первоначальное обсуждение изобарных состояний в дейтроне.

Новый существенный шаг в изучении dp -рассеяния связан с исследованием поляризационных характеристик этой реакции. В частности, были выполнены измерения тензорной анализирующей способности T_{20} в упругом dp -рассеянии назад при начальных импульсах дейтронов от $1,1$ до $3,9$ ГэВ/с в Сакле [13, 14]

и от $3,5$ до $6,5$ ГэВ/с в Дубне [15], а также коэффициента передачи поляризации κ_0 (от векторно-поляризованного дейтрона к вылетающему вперед протону) в реакциях ${}^1H(\vec{d}\vec{p})X$ при $3,5$ ГэВ/с [16] и ${}^{12}C(\vec{d}\vec{p})X$ в области импульсов дейтронов от 6 до 9 ГэВ/с [17] - [19].

Теоретический анализ dp -рассеяния назад в обсуждаемой области энергий является достаточно сложным и связан с рядом нерешенных динамических проблем релятивистской ядерной физики. В настоящее время в этих вопросах нет полной ясности и приходится ограничиваться различными, более или менее разумными, приближениями. Будем исходить из того, что в pd -рассеянии основную роль играют эффективные адронные степени свободы. Тогда наиболее простым и естественным механизмом pd -рассеяния назад представляется полюсный механизм в u -канале, в рамках которого осуществляется передача нуклона (в общем случае бариона) от дейтрона к протону (см. рис. 1). Ковариантная трактовка такой диаграммы, основанная на уравнении Бете-Солпитера [20, 21], приводит к результатам, которые не очень сильно отличаются от получающихся в "старомодных" подходах, основанных на прямом использовании волновой функции дейтрона. При этом очень важным оказывается подстановка в волновую функцию "правильного" (т.е. с учетом релятивистской кинематики) значения k — внутреннего импульса нуклона. Общим для такого типа расчетов pd -рассеяния назад является существенное количественное, а в случае анализирующей способности T_{20} — и качественное расхождение с экспериментальными данными. Выяснилось также, что правильное поведение T_{20} может быть получено за счет примеси P -волны в основном состоянии дейтрона [22]. Правда, автоматически возникающая при решении уравнения Бете-Солпитера антинуклонная P -волна оказывается слишком малой, чтобы объяснить наблюдаемую на опыте зависимость T_{20} от внутреннего импульса k . Дальнейшее усложнение механизма pd -рассеяния в рамках ковариантного полевого аппарата представляется нецелесообразным, поскольку приходится вводить новые трудно определяемые формфакторы.

Поэтому в последние годы популярным стал анализ pd -процессов в формализме релятивистской квантовой механики (РКМ), в частности, в варианте динамики светового фронта (ДСФ), в рамках которой осуществляется реализация группы Пуанкаре на базе нескольких частиц, "прямо" взаимодействующих (т.е. через мгновенный "потенциал") друг с другом [23, 24]. Достоинствами такого подхода являются его формальная близость к нерелятивистской теории, использование волновой функции и возможность контроля за точностью решения задачи рассеяния. Расчеты в рамках РКМ с усложнением механизма — учетом обмена резонансами, возбуждения Δ -изобары, перерассеяния и т.д. — не приводят, однако, к разумному согласию с экспериментом [25].

В настоящей работе делается попытка в рамках ДСФ "реанимировать" u -канальную полюсную диаграмму для анализа dp -рассеяния назад. Основные соображения в пользу нашей попытки состоят в следующем. Во-первых, как мы уже отмечали, рассчитываемые характеристики этой реакции репающим образом зависят от тех внутренних импульсов, которые подставляются в волновые функции дейтрона. Динамика светового фронта создает здесь, как мы

увидим ниже, дополнительные возможности. Во-вторых, применение РКМ с угловым условием, несмотря на большую привлекательность всей схемы, связано с очень сильными гипотетическими утверждениями. В самом деле, нам представляется маловероятным, что точная непертурбативная теория может свестись эффективно к РКМ-схеме, в которой оператор спина системы перестает зависеть от взаимодействия [26]. Наконец, в-третьих, предшествующие расчеты роли резонансов основывались на таких значениях их примесей к дейтрону, которые, по нашему мнению, нельзя считать хорошо обоснованными. Действительно, в настоящее время обсуждаются два механизма "накачки" дейтрона нуклонными резонансами. Один из них является мезонным [2], другой — кварковым, за счет формирования в дейтроне шестикварковой конфигурации s^4p^2 [27, 28]. Ни один из этих механизмов нельзя считать количественно точно определенным. Это особенно важно подчеркнуть в связи с тем, что за последние годы выяснилась определенная ограниченность мезонной природы NN -взаимодействия даже в области малых энергий [29]. Из сказанного следует основная цель этой работы. Она состоит, во-первых, в расчете главным образом спиновых свойств pd -рассеяния назад в рамках ДСФ с несколько модифицированным аппаратом. Во-вторых, мы не привязываемся к микроскопическим расчетам величины примеси резонансов к дейтрону, а выясняем, возможно ли в принципе при разумных, но феноменологических значениях величины этой примеси добиться хотя бы качественного согласия расчетов с измеренной анализирующей способностью T_{20} упругого dp -рассеяния назад. Неявная гипотеза состоит в том, что это рассеяние и должно быть основным источником информации о примеси, например, P -волны к дейтрону.

2 Формальный аппарат

2.1 Барийонный обмен в динамике светового фронта

В соответствии со сделанными во введении замечаниями мы будем работать в аппарате квантовой теории поля и исходить из того, что в упругом dp -рассеянии назад при импульсах налетающих дейтронов ~ 5 ГэВ/с доминирует обменный механизм, показанный на рис. 1. При этом обмен осуществляется не только нуклонами, но и нуклонными резонансами.

Ковариантная запись амплитуды, соответствующей приведенной диаграмме, предполагает введение большого числа неизвестных формфакторов в дейтронных вершинах [30], а также нетривиальных пропагаторов для частиц со спинами $s = 3/2, 5/2, \dots$ [31]. Поэтому даже в случае использования только одной диаграммы необходимы серьезные упрощения в описании процесса. Одним из важнейших требований к формализму является требование релятивистской инвариантности, так как даже передаваемые частицы в рассматриваемых кинематических условиях являются существенно релятивистскими. На наш взгляд, наиболее естественно можно совместить требования простоты описания и релятивистской инвариантности в рамках динамики светового фронта [32].

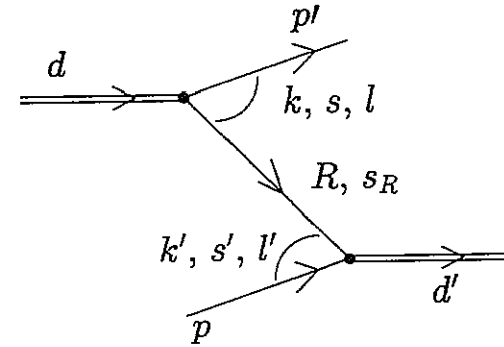


Рис. 1. Диаграмма одно-барийонного обмена для упругого dp -рассеяния назад.

В ДСФ инвариантную амплитуду \mathcal{M}_{fi} , соответствующую диаграмме рис. 1, можно приближенно записать в виде суммы по полюсам, отвечающим обмену нуклоном и его возбужденными состояниями:

$$\mathcal{M}_{fi} = \sum_R \frac{\mathcal{M}(d \rightarrow p'R) \mathcal{M}(pR \rightarrow d')}{2R^+(R^- - R_{on}^-)}, \quad (1)$$

где $\mathcal{M}(d \rightarrow p'R)$ и $\mathcal{M}(pR \rightarrow d')$ — амплитуды развала и образования дейтрона, R — индекс резонанса (в том числе и нуклона), R^+ и R^- — "плюс"- и "минус"-компоненты четырехимпульса резонанса:

$$R^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(R^0 \pm R^3), \quad (2)$$

R^0 и R^3 — нулевая ("энергия") и третья компоненты импульса R^μ , R_{on}^- — "минус"-компонента на массовой поверхности

$$R_{on}^- = \frac{M_R^2 + \vec{R}_T^2}{2R^+}, \quad (3)$$

\vec{R}_T — перпендикулярная оси z компонента импульса R^μ , M_R — масса резонанса. В фейнмановской технике вычисления диаграмм, которая в данном случае совпадает с упорядоченной по времени,

$$R^- = d^- - p'^-. \quad (4)$$

Приближенный характер выражения (1) состоит в том, что спиновая часть пропагатора резонанса взята, в соответствии с обычной практикой [33], на массовой поверхности. С одной стороны, это позволяет перейти от вершин к волновым функциям, с другой, — делает пропагатор нековариантным и, следовательно, приводит к нарушению релятивистской инвариантности. Известно [34], что для восстановления ковариантности необходимо добавить контактную часть пропагатора, что приводит к тому, что в числитель пропагатора также войдет компонента R^- , а не R_{on}^- . Мы считаем, что в используемом нами приближении эти нарушения релятивистской инвариантности являются минимальными.

С помощью переменной

$$x = \frac{p^+}{d^+} \quad (5)$$

формулу (1) можно представить в виде

$$\mathcal{M}_{fi} = \frac{1}{1-x} \sum_R \frac{\mathcal{M}(d \rightarrow p' R) \mathcal{M}(p R \rightarrow d')}{M_d^2 - M_{NT}^2/x - M_{RT}^2/(1-x)}, \quad (6)$$

где

$$M_{NT}^2 = M_N^2 + \bar{R}_T^2, \quad M_{RT}^2 = M_R^2 + \bar{R}_T^2.$$

а M_N и M_d — массы нуклона и дейтрона, соответственно,

в ДСФ величина

$$\frac{\mathcal{M}(d \rightarrow R p')}{M_d^2 - M^2(x, \bar{R}_T)} = \varphi_d^{NR}(x, \bar{k}_{RT}, \mu, \mu_R) \quad (7)$$

играет роль волновой функции в канале NR : здесь μ и μ_R — проекции спинов нуклона и резонанса на ось квантования. В предыдущей формуле (7) мы ввели новую переменную \bar{k}_{RT} , определяемую соотношением

$$\bar{k}_{RT} = (1-x)\bar{p}'_T - x\bar{R}_T, \quad (8)$$

где индекс "T" обозначает поперечную относительно оси z компоненту импульса.

Волновая функция (7) нормирована условием

$$\sum_R \int |\varphi_d^{NR}|^2 d\tau_R = 1, \quad (9)$$

где мера интегрирования $d\tau_R$ имеет вид

$$d\tau_R = \frac{dx d\bar{k}_{RT}}{(2\pi)^3 2x(1-x)}. \quad (10)$$

В терминах волновых функций ДСФ $\varphi_d^{NR}(x, \bar{k}_{RT})$ амплитуда (6) переписывается в виде

$$\mathcal{M}_{fi} = \frac{1}{1-x} \sum_R \varphi_d^{NR}(x, \bar{k}_{RT}, \mu', \mu_R) \varphi_d^{NR*}(x', \bar{k}'_{RT}, \mu, \mu_R) \times \quad (11)$$

$$\left(M_d^2 - \frac{M_N^2 + \bar{k}_{RT}^2}{x'} - \frac{M_R^2 + \bar{k}_{RT}^2}{1-x'} \right),$$

где величина

$$x' = \frac{p^+}{d^+} \quad (12)$$

соответствует кинематике дейтрона, испускаемого из нижней вершины диаграммы рис. 1.

Теперь для удобства от переменных x, \bar{k}_{RT} перейдем к импульсным переменным $\bar{k}_R = (\bar{k}_{RT}, k_R^3)$, где k_R^3 определяется соотношениями

$$x = \frac{E_N(k_R) + k_R^3}{E_N(k_R) + E_R(k_R)}, \quad (13)$$

$$E_{N,R} = \sqrt{M_{N,R}^2 + \bar{k}_R^2}. \quad (14)$$

В новых переменных амплитуда \mathcal{M}_{fi} принимает вид

$$\mathcal{M}_{fi} = \frac{1}{1-x} \sum_R \varphi_d^{NR}(\bar{k}_R, \mu', \mu_R) \varphi_d^{NR*}(\bar{k}'_R, \mu, \mu_R) \Delta M^2(k'_R), \quad (15)$$

где

$$\Delta M^2(k'_R) = M_d^2 - M^2(k'_R),$$

$$M^2(k'_R) = \frac{M_N^2 + \bar{k}_{RT}^2}{x'} + \frac{M_R^2 + \bar{k}_{RT}^2}{1-x'} = (E_N(k'_R) + E_R(k'_R))^2.$$

Нормировка функций φ_d^{NR} в новых переменных имеет вид

$$\sum_{\mu, \mu_R} \int |\varphi_d^{NR}(\bar{k}_R, \mu, \mu_R)|^2 \frac{d^3 k_R}{(2\pi)^3 2\mu_{NR}(k_R)} = 1. \quad (16)$$

где

$$\mu_{NR}(k_R) = \frac{E_N(k_R) E_R(k_R)}{E_N(k_R) + E_R(k_R)}.$$

Поскольку мы собираемся анализировать поляризационные наблюдаемые, выражающиеся через S - и D -компоненты волновой функции дейтрона, необходимо будет рассматривать орбитальные и спиновые моменты количества движения. В ДСФ при работе в LS -представлении возникают определенные трудности, так как оператор спина, вообще говоря, зависит от взаимодействия. Поэтому следующее наше приближение состоит в том, что наша волновая функция в каждом из каналов NR будет отождествляться с двухтельной волновой функцией в РКМ светового фронта [24, 35, 36]. В этой теории в качестве спинового оператора S берется спиновый оператор свободных частиц, и волновая функция $\varphi_d^{NR}(\bar{k}_R, \mu, \mu_R)$ записывается в виде

$$\varphi_d^{NR}(\bar{k}_R, \mu, \mu_R) = \sum_{l_s} \phi_{l_s}^{NR}(k_R) \langle \frac{1}{2} \nu s_R \nu_R | s m_s \rangle \times \quad (17)$$

$$\langle l m s m_s | 1 M \rangle [R^+(\bar{k}_R)]_{\mu\nu} [R^+(-\bar{k}_R)]_{\mu_R \nu_R} Y_{lm}(\bar{n}_R),$$

где \bar{n}_R — направление вылета протона, а матрицы Меллоша $R^+(\bar{k}_R)$ [37] являются D -функциями пространственного поворота на угол Меллоша, который можно найти из явного вида матрицы Меллоша в NN -канале:

$$R^+(\bar{k}_T) = \frac{M_N + E_N(k) + k^3 - i\epsilon_{rs} k_T \sigma_s}{\sqrt{2(E_N(k) + M_N)(E_N(k) + k^3)}} \quad (18)$$

Здесь σ_s — матрицы Паули, $\tau, s = 1, 2$, ϵ_{rs} — единичный антисимметричный тензор, $\epsilon_{12} = -\epsilon_{21} = 1$.

С помощью формул (15), (16) и (17) задача вычисления амплитуды диаграммы рис. 1 через волновые функции дейтрона в разных каналах, в принципе, решается. Следовательно, решается на модельном уровне и задача определения спиновых характеристик процесса упругого dp -рассеяния назад.

До сих пор наше рассмотрение было достаточно общим. Конкретизируем теперь выбор направления оси z . Поскольку эффективный лагранжиан рассматриваемых степеней свободы должен быть лоренц-инвариантным (в частности, вращательно инвариантным), то в общем случае ось z может быть выбрана произвольно. Однако использование вместо ковариантных вершин волновых функций РКМ светового фронта с угловым условием и пренебрежение контактными диаграммами приводит, вообще говоря, к нарушению вращательной инвариантности, и выбор направления оси z становится существенным. Общее обсуждение этого вопроса выходит за рамки настоящей работы. Поэтому мы ограничимся только ссылкой на то, что обычно принято направлять ось z вдоль пучка. Так, например, поступают в теории глубоконеупругого рассеяния [38]. Мы будем следовать этой традиции. Сравнение с экспериментом может служить некоторым критерием правильности выбора указанного направления [39]. Наш выбор приводит к тому, что $x \neq x'$, и, следовательно, $\bar{k}_R \neq \bar{k}'_R$. В случае упругого dp -рассеяния назад

$$x \cdot x' = \left(\frac{M_N}{M_d} \right)^2. \quad (19)$$

При таком выборе направления оси z мы также избавляемся от необходимости учета матриц Мелюша: при рассеянии назад все поперечные составляющие импульсов равны нулю и повороты Мелюша отсутствуют.

2.2 Дифференциальное сечение упругого dp -рассеяния назад.

Дифференциальное сечение $d\sigma/d\Omega$ упругого dp -рассеяния назад дается в с.д.м. формулой

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{6(8\pi)^2 s} Sp\{M_{fi} M_{fi}^+\}, \quad (20)$$

где s — квадрат полной энергии в с.д.м., M_{fi} — амплитуда процесса, а индекс Sp означает суммирование по спиновым переменным начального и конечного состояний. Несложные, но громоздкие вычисления приводят к выражению

$$Sp\{M_{fi} M_{fi}^+\} = \frac{1}{(1-x)^2} \sum_{\kappa_s, RR'} B_{\kappa_s}^{RR'}(k_R, k_{R'}) \times B_{\kappa_s}^{RR'*}(k'_R, k'_{R'}) \Delta M_R^2(k'_R) \Delta M_{R'}^2(k'_R), \quad (21)$$

где

$$B_{\kappa_s}^{RR'}(k_R, k_{R'}) = \sum_{ls'l's'} b_{\kappa_s}^{RR'}(ls; l's') \phi_{ls}(k_R) \phi_{l's'}^*(k_{R'}), \quad (22)$$

$$b_{\kappa_s}^{RR'}(ls; l's') = (-1)^{s_{R'}+1/2} \frac{3}{4\pi} \hat{l} \hat{l}' \hat{s} \hat{s}' \langle l0l'0 | \kappa_s 0 \rangle \times \left\{ \begin{matrix} l & s & 1 \\ s' & l' & \kappa_s \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} s_R & s & 1/2 \\ s' & s_{R'} & \kappa_s \end{matrix} \right\}. \quad (23)$$

Здесь $\kappa_s = s + s'$, $\hat{l} = \sqrt{2l+1}$, $\left\{ \begin{matrix} l & s & 1 \\ s' & l' & \kappa_s \end{matrix} \right\}$ — $6j$ -символы Вигнера, а $\langle l0l'0 | \kappa_s 0 \rangle$ — коэффициенты Клебша-Гордана. При выводе формулы (21) мы воспользовались соотношением

$$\sum_{M\mu} \varphi_M(\vec{k}, \mu, \mu_R) \varphi_M^*(\vec{k}, \mu, \mu_{R'}) = \delta_{\mu_R \mu_{R'}} \sum_{\kappa_s} (-1)^{s_{R'} - \mu_{R'}} \langle s_R \mu_R s_{R'} - \mu_{R'} | \kappa_s q_s \rangle B_{\kappa_s}^{RR'}(k_R, k_{R'}), \quad (24)$$

где M — проекция спина дейтрона на ось квантования (в данном случае это ось z).

Если ограничиться только нуклонным каналом, то из формулы (20) получается известное выражение для дифференциального сечения в приближении однонуклонного обмена (ОНО) [40]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{3}{(64\pi^2)^2 s} \left(\frac{M_d^2 - M^2(k'_N)}{1-x} \right)^2 [\phi_0^2(k) + \phi_2^2(k)] [\phi_0^2(k') + \phi_2^2(k')]. \quad (25)$$

Интересно отметить, что это выражение симметрично относительно замены штрихованных x и k на нештрихованные и наоборот. Это означает, что дифференциальное сечение упругого dp -рассеяния назад, даваемое выражением (25), не зависит от выбора направления оси z вперед или назад.

2.3 Тензорная анализирующая способность в упругом dp -рассеянии назад

Тензорная анализирующая способность T_{20} определяется выражением

$$T_{20} = \frac{Sp\{M t_{20} M^+\}}{Sp\{M M^+\}}, \quad (26)$$

где в качестве спинового оператора T_{20} выбран стандартный спин-тензор

$$\langle 1M | t_{20} | 1M' \rangle = (-1)^{1-M'} \langle 1M | 1 - M | 20 \rangle. \quad (27)$$

Подстановка в (26) амплитуды (15) с учетом (17) приводит к следующему выражению:

$$T_{20} = \frac{\sum_{\kappa_s, RR'} \Delta M^2(k'_R) \Delta M^2(k'_{R'}) A_{\kappa_s}(k_R, k_{R'}) B_{\kappa_s}^*(k'_R, k'_{R'})}{\sum_{\kappa_s, RR'} \Delta M^2(k'_R) \Delta M^2(k'_{R'}) B_{\kappa_s}(k_R, k_{R'}) B_{\kappa_s}^*(k'_R, k'_{R'})}, \quad (28)$$

где

$$A_{\kappa_s}(k_R, k_{R'}) = \sum_{ls'l's'} a_{\kappa_s}^{RR'}(ls; l's') \phi_{ls}(k_R) \phi_{l's'}^*(k_{R'}), \quad (29)$$

$$a_{\kappa_s}^{RR'}(ls; l's') = (-1)^{l'+\kappa_s+s-s_{R'}+1/2} \frac{3}{4\pi} \hat{s} \hat{s}' \hat{l} \hat{l}' \left\{ \begin{matrix} s_R & s & 1/2 \\ s' & s'_R & \kappa_s \end{matrix} \right\} \times \\ \sum_{\kappa_l q_l} \langle 10 l' 0 | \kappa_l 0 \rangle \langle \kappa_l 0 \kappa_s 0 | 20 \rangle \hat{\kappa}_l \left\{ \begin{matrix} l & \kappa_l & l' \\ 1 & 2 & 1 \\ s & \kappa_s & s' \end{matrix} \right\}, \quad (30)$$

Здесь $\kappa_l = l + l'$, $\left\{ \begin{matrix} l & \kappa_l & l' \\ 1 & 2 & 1 \\ s & \kappa_s & s' \end{matrix} \right\}$ — 9j-символы Вигнера, а $B_{\kappa_s}(k_R, k_{R'})$ дано выше выражением (22).

Формула (28) определяет компоненты тензорной анализирующей способности T_{20} в выбранной нами системе координат с осью z, направленной вдоль пучка. Во многих экспериментах, однако, поляризация пучка дейтронов задается относительно оси y, направленной перпендикулярно пучку. Легко убедиться, что тензорная анализирующая способность T_{20}^R по отношению к этой оси y просто связана с найденной нами величиной T_{20} . (У тензорно-поляризованного дейтронного пучка отлична от нуля только "20"-компонента матрицы плотности.) Действительно, спин-тензоры t_{2q}^R , заданные по отношению к оси y, и t_{2q} , определенные относительно оси z, связаны соотношением

$$t_{2q}^R = R t_{2q} R^{-1} = \sum_q D_{q'q}^2(R) t_{2q'}. \quad (31)$$

Здесь R — поворот от оси z к оси y вокруг оси x, а $D_{q'q}(R)$ — матрицы неприводимого представления группы вращений. В терминах углов Эйлера

$$R = \left(\frac{\pi}{2}, 0, 0 \right). \quad (32)$$

Из (31), (32) находим, что

$$T_{20}^R = \frac{1}{2} T_{20}.$$

Если в выражении (28) ограничиться только нуклонным каналом и положить $k = k'$, то получится известная формула (см., например, [41])

$$T_{20} = \frac{\sqrt{8} u(k) w(k) - w^2(k)}{\sqrt{2} [u^2(k) + w^2(k)]}, \quad (33)$$

где $u(k)$ и $w(k)$ — радиальные волновые функции, соответствующие S- и D-состояниям дейтрона.

2.4 Коэффициент передачи поляризации в упругом dp -рассеянии назад

Коэффициент передачи поляризации от векторно-поляризованного дейтрона к протону κ_0 определяется выражением [42]

$$\kappa_0 = \frac{Sp\{2J_y^p M J_y^d M^+\}}{Sp\{M M^+\}}, \quad (34)$$

где J_y^p и J_y^d — операторы спинов протона и дейтрона, соответственно, вдоль оси y. Для нахождения κ_0 вычислим сначала величину

$$\frac{Sp\{t_{1q}^p M t_{1q}^d M^+\}}{Sp\{M M^+\}}, \quad (35)$$

где t_{1q}^p и t_{1q}^d — стандартные спин-тензоры для конечного протона и начального дейтрона, соответственно. Используя простое, хотя и громоздкое соотношение

$$\sum_{MM'} \varphi_M(\vec{k}_R, \mu, \mu_R) (-1)^{l-M'} \langle 1 M 1 - M' | \kappa q \rangle \varphi_{M'}^*(\vec{k}_{R'}, \mu', \mu_{R'}) = \\ \frac{3}{\sqrt{4\pi}} \sum_q (-1)^l \hat{g} \hat{\kappa}_s \hat{\kappa}_{s'} \hat{s} \hat{s}' \hat{l} \hat{l}' \langle 10 l' 0 | \kappa_l 0 \rangle \times \\ \langle \kappa_l q_l q m_q | 1 q \rangle \langle \kappa_{s'} q_{s'} \kappa_s q_s | q m_q \rangle \left\{ \begin{matrix} 1/2 & \kappa_{s'} & 1/2 \\ s & q & s' \\ s_R & \kappa_s & s_{R'} \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} l & \kappa_l & l' \\ 1 & 1 & 1 \\ s & q & s' \end{matrix} \right\} \times \\ \langle \mu | t_{\kappa_s q_s} | \mu' \rangle \langle \mu_R | t_{\kappa_s q_s} | \mu_{R'} \rangle Y_{\kappa_l q_l}(\vec{n}) \varphi_{ls}(k_R) \varphi_{l's'}^*(k_{R'}), \quad (36)$$

в случае рассеяния назад найдем

$$\frac{Sp\{t_{1q}^p M t_{1q}^d M^+\}}{Sp\{M M^+\}} = \delta_{q'q} \frac{\sum_{\kappa_s R R'} P_{\kappa_s q}^{R R'}(k_R, k_{R'}) B_{\kappa_s}^{R R'}(k'_R, k'_{R'})}{\sum_{\kappa_s R R'} B_{\kappa_s}^{R R'}(k_R, k_{R'}) B_{\kappa_s}^{R R'}(k'_R, k'_{R'})}, \quad (37)$$

где величины $B_{\kappa_s}^{R R'}$ даются формулой (22), а

$$P_{\kappa_s q}^{R R'}(k_R, k_{R'}) = \frac{3\sqrt{3}}{4\pi} \sum_{l's's'q\kappa_s\kappa_l} (-1)^{l'} \hat{g} \hat{\kappa}_s \hat{s} \hat{s}' \hat{l} \hat{l}' \langle 10 l' 0 | \kappa_l 0 \rangle \langle \kappa_l 0 q q | 1 q \rangle \times \\ \langle 1 q \kappa_s 0 | q q \rangle \left\{ \begin{matrix} 1/2 & 1 & 1/2 \\ s & q & s' \\ s_R & \kappa_s & s_{R'} \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} l & \kappa_l & l' \\ 1 & 1 & 1 \\ s & q & s' \end{matrix} \right\} \phi_{ls}(k_R) \phi_{l's'}^*(k_{R'}). \quad (38)$$

Здесь $q = \pm 1, 0$ — сферические индексы вектора поляризации

$$P^x = \frac{1}{\sqrt{2}}(P^{-1} - P^{+1}), \\ P^y = \frac{i}{\sqrt{2}}(P^{-1} + P^{+1}), \\ P^z = P^0_{11}$$

$\hat{g} = \sqrt{2g+1}$, причем g принимает наименьшие значения из интервалов $|s-s'| \leq g \leq s+s'$, $|1-\kappa_s| \leq g \leq 1+\kappa_s$, $|\kappa_l - \kappa| \leq g \leq \kappa_l + \kappa$.

Возвращаясь к определению коэффициента κ_0 (34), заметим, что

$$J_y^p = \frac{i}{2}(t_{11}^p + t_{1-1}^p),$$

$$J_y^d = i(t_{11}^d + t_{1-1}^d).$$

Тогда с помощью (37) найдем, что

$$\frac{\langle 2J_z^p M J_z^d M^+ \rangle}{\langle M M^+ \rangle} = -\frac{1}{2} \left\{ \frac{\langle t_{11}^p M t_{11}^d M^+ \rangle}{\langle M M^+ \rangle} + \frac{\langle t_{1-1}^p M t_{1-1}^d M^+ \rangle}{\langle M M^+ \rangle} \right\}. \quad (39)$$

Если снова ограничиться только обменом нуклоном и положить $k = k'$, то получим формулу

$$\frac{\langle 2J_z^p M J_z^d M^+ \rangle}{\langle M M^+ \rangle} = \frac{1}{3} \frac{u^2(k) - w^2(k) - u(k)w(k)/\sqrt{2}}{u^2(k) + w^2(k)}, \quad (40)$$

которая отличается от обычно используемой только тривиальным нормировочным множителем.

3 Результаты расчетов и обсуждение

Обсуждение результатов начнем с анализа возможностей полюсной диаграммы рис. 1 в нашем варианте ДСФ, но с учетом только нуклонных степеней свободы (т.е. в приближении ОНО).

На рис. 2а приведены зависимости дифференциального сечения упругого dp -рассеяния назад $(d\sigma(180^\circ)/d\Omega)_{с.ч.м.}$ от импульса налетающего дейтрона в лабораторной системе, вычисленные с волновыми функциями дейтрона для парижского потенциала [43], потенциала Рейда с мягким кором [44], вариантов А (кривая 3) и В (кривая 4) боннского потенциала [45] и московского потенциала [46] (кривая 5). Экспериментальные данные по дифференциальному сечению из работ [5] - [12] (угловые распределения, полученные в [5, 9] вблизи угла $\theta_{с.ч.м.} = 180^\circ$, были проэкстраполированы к этому углу на основе зависимости $(d\sigma(\theta)/d\Omega)_{с.ч.м.} = \sum_{i=0}^3 a_i |\cos\theta|^i$).

Из рис. 2а видно, насколько различаются результаты расчетов, соответствующие разным волновым функциям. Видно также, что полюсная диаграмма не описывает плато при $p_d \sim 2 - 2,5$ ГэВ/с. Эту особенность в энергетической зависимости дифференциального сечения упругого dp -рассеяния удалось объяснить с помощью механизма треугольной диаграммы, где сечение dp -рассеяния выражается через сечение процесса $NN \rightarrow dn$, имеющее резонансный характер в этой области энергий [47] - [49]. Учет релятивистских эффектов и D -волны дейтрона позволил улучшить описание экспериментальных данных [50].

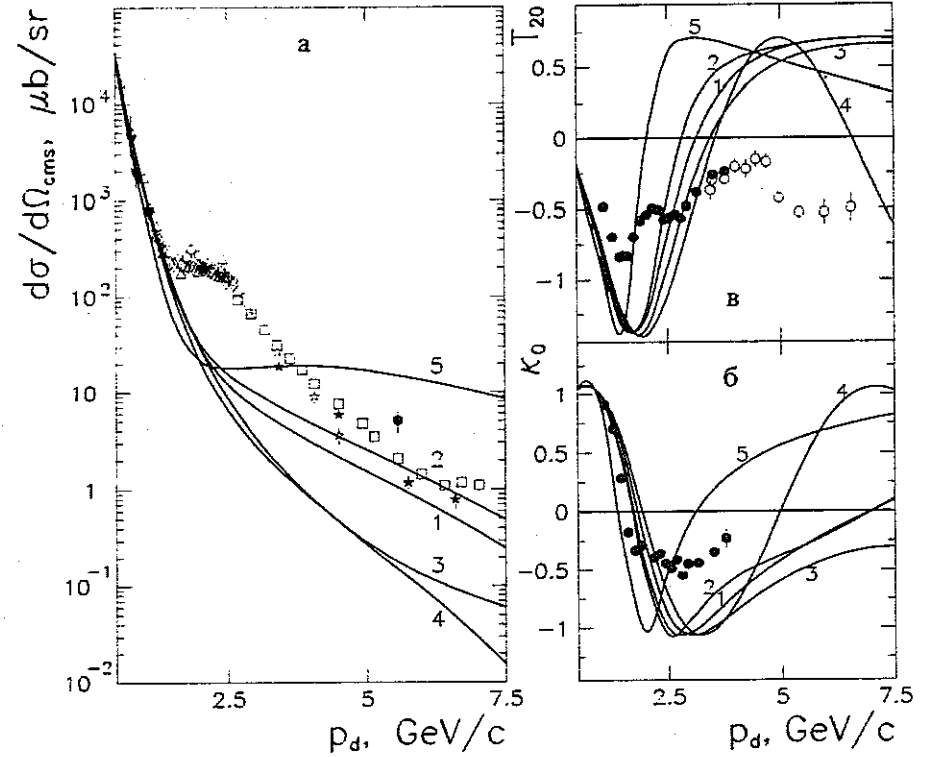


Рис. 2. Зависимости дифференциального сечения $(d\sigma/d\Omega)_{с.ч.м.}$, тензорной анализирующей способности T_{20} и коэффициента передачи поляризации κ_0 упругого dp -рассеяния назад от начального импульса дейтронов p_d , вычисленные в приближении ОНО с волновыми функциями дейтрона для парижского потенциала [43] (кривая 1), потенциала Рейда с мягким кором [44] (кривая 2), вариантов А (кривая 3) и В (кривая 4) боннского потенциала [45] и московского потенциала [46] (кривая 5). Экспериментальные данные по дифференциальному сечению из работ [5] (светлые звездочки), [6] (черные треугольники), [7] (черный кружок), [8] (светлые кружки), [9] (черные звездочки), [10] (светлые треугольники), [11] (ромбики), [12] (светлые квадратики), по T_{20} из работ [14] (темные кружки) и [15] (светлые кружки), по κ_0 из работы [14].

На рис. 2б и 2в приведены результаты вычислений параметров T_{20} и κ_0 для указанных выше волновых функций дейтрона. Здесь важно подчеркнуть, что в рамках модели однонуклонного обмена устранить расхождение между расчетами и экспериментом невозможно, потому что, как было отмечено в [14], в этой модели корреляция между значениями T_{20} и κ_0 , относящимися к одним и тем же k , должна представлять собой окружность на плоскости $T_{20} - \kappa_0$, тогда как в эксперименте эта корреляция заметно отличается от окружности и имеет вид спирали. В результате выполненного недавно феноменологического анали-

за было показано, что с помощью дополнительного учета эффектов поглощения можно несколько улучшить описание экспериментальных данных [51].

Для непосредственного расчета анализирующей способности T_{20} и коэффициента передачи поляризации κ_0 в нашем подходе необходимо знать вид нуклонной волновой функции дейтрона, волновые функции $\phi_{ls}(k_R)$, соотношение между функциями $\phi_{ls}(k_R)$, относящимися к одному и тому же резонансу, но отвечающим разным s , наконец, величину примеси барионных резонансов к волновой функции дейтрона. Обсудим выбор этих параметров подробнее.

а). Волновые функции $\phi_{ls}(k_R)$.

В идеальном случае эти функции следовало бы получить в результате решения динамической задачи о примеси резонансов в дейтроне. В духе поставленных нами целей, не претендующих на точное описание экспериментальных данных, мы выбрали в качестве $\phi_{ls}(k_R)$ осцилляторные функции, которые хорошо зарекомендовали себя при расчете локализованных в пространстве ядерных адронных систем:

$$\phi_{ls}(k_R) = C_R k_R^l \text{Exp}(-\alpha_R k_R^2). \quad (41)$$

Здесь C_R — нормировочный множитель; а α_R — параметр, характеризующий пространственную локализацию резонанса. Представляется естественным считать, что радиус распределения резонансов в NR -каналах должен быть меньше радиуса дейтрона, т.е. радиуса NN -канала. Это можно видеть, например, из соотношения неопределенностей: возникнув в центральной области дейтрона, резонанс не может уйти на расстояния, большие $1/\Delta M_R$, где $\Delta M_R = M_R - M_N$. Из этих же соображений следует, что чем тяжелее резонанс, тем в меньшей области пространства он должен быть локализован. Чтобы не увеличивать число параметров, мы аппроксимировали зависимость осцилляторного радиуса $r_{Rj} = 1/\sqrt{\alpha_{Rj}}$ с помощью формулы

$$r_{Rj} = \tau_0 \sqrt{\frac{M_{R1} - M_N}{M_{Rj} - M_N}}, \quad (42)$$

где M_{R1} — масса резонанса $N^*(1440)$, а τ_0 — общий для всех резонансов параметр.

б). Величина примеси резонансов.

Как мы уже упоминали, в данной работе не обсуждаются механизмы приписывания резонансных состояний к дейтрону. Оба указанных во введении механизма возникновения примеси, которые можно себе представить, предсказывают величину примеси от нескольких десятых долей процента до нескольких процентов. Вначале, на этапе выбора других параметров, мы зафиксировали суммарную величину примеси на уровне 2%. Как мы увидим далее, это значение не является критическим, и качественное описание данных может быть достигнуто и с меньшей величиной примеси, $\sim 1\%$, или даже меньше.

в). Соотношение между функциями $\phi_{ls}(k_R)$, соответствующими разным s . В общем случае обмена барионом со спином s_R в NR -канале возникают два состояния со спинами $s_R - \frac{1}{2}$ и $s_R + \frac{1}{2}$. Возможные значения орбитальных моментов l определяются четностью барионного резонанса. Поскольку наши функции ϕ_{ls}^{NR}

не возникают в результате решения динамической задачи, соотношения между функциями, описывающими NR -состояния с разными s , приходится выбирать, ориентируясь на качество описания данных.

г). Волновая функция NN -канала.

Результаты расчетов в приближении ОНО, как было показано выше, зависят от вида волновой функции NN -канала. В процессе выбора параметров в качестве волновой функции NN -канала использовалась волновая функция дейтрона для боннского B потенциала [45]. Окончательные результаты были получены для всех волновых функций, с которыми выше проводились вычисления в рамках ОНО.

Как видно из рис. 2, наиболее характерным импульсным поведением обладают данные о тензорной анализирующей способности T_{20} , к тому же они измерены сейчас до самых больших значений внутреннего импульса k . Поэтому анализ вкладов барионных резонансов производился главным образом на основе сравнения результатов расчетов именно с этими данными.

На рис.3а, в качестве типичных, представлены вычисленные зависимости T_{20} от начального импульса дейтрона p_d для случаев, когда в дейтроне содержится 2%-ная примесь только одного из барионных резонансов $N(1520, \frac{3}{2}^-)$, $N(1535, \frac{1}{2}^-)$, $N(1675, \frac{5}{2}^-)$, $N(1680, \frac{5}{2}^+)$; здесь в скобках приведены масса бариона, его спин и четность. В общем случае при фиксированной примеси поведение вклада каждого резонанса зависит также от параметра τ_0 , соотношения величин и фаз функций ϕ_{ls}^{NR} с разными спинами $s = s_R \pm 1/2$. Представленные на рис. 5 кривые вычислены при значении $\tau_0 = 0,4$ фм и в предположении, что ненулевой вклад дает только функция с меньшим из двух возможных значений спина канала.

Как видно из этого рисунка, эффект учета вкладов резонансов с квантовыми числами $\frac{1}{2}^-$ (т.е. $N(1535)$ и $N(1650)$) проявляется в изменении знака анализирующей способности T_{20} в области $p_d \geq 0,4$ ГэВ/с. Учет вклада резонансов с квантовыми числами $\frac{3}{2}^-$ приводит к некоторому заполнению минимума в величине T_{20} , вычисленной в приближении ОНО с волновой функцией дейтрона для боннского B потенциала (штриховая кривая), и к понижению значений T_{20} в области $p_d \geq 0,4$ ГэВ/с. Вклады барионов с положительной четностью сами по себе меняют поведение T_{20} в меньшей степени. Отметим также, что учет вклада резонансов с квантовыми числами нуклона $N(1440)$ и $N(1710)$, как и ожидалось, не приводит к изменению формы $T_{20}(p_d)$.

На рис.3в на примере зависимости $T_{20}(p_d)$ показаны результаты учета суммарного вклада 2%-ной примеси к волновой функции дейтрона резонансов с отрицательной четностью $N(1520)$, $N(1535)$, $N(1650)$ и $N(1675)$ при разных значениях τ_0 , снова в предположении, что ненулевые вклады дают только функции ϕ_{ls}^{NR} с меньшим из двух возможных значений спина канала. Как видно из этого рисунка, учет дополнительного вклада резонансов с отрицательной четностью разительно меняет картину, полученную в приближении ОНО только с волновой функцией NN -канала для боннского B потенциала. Конечно, трудно ожидать детального воспроизведения структуры в экспериментально измерен-

ной зависимости $T_{20}(p_d)$, учитывая вклад только одной полюсной диаграммы и используя при этом довольно примитивный вид функций ϕ_{is}^{NR} , однако видно, что даже с этими функциями при значениях параметра τ_0 в области примерно от 0,3 до 0,5 фм достигается лучшее описание данных, чем в случае приближения ОНО.

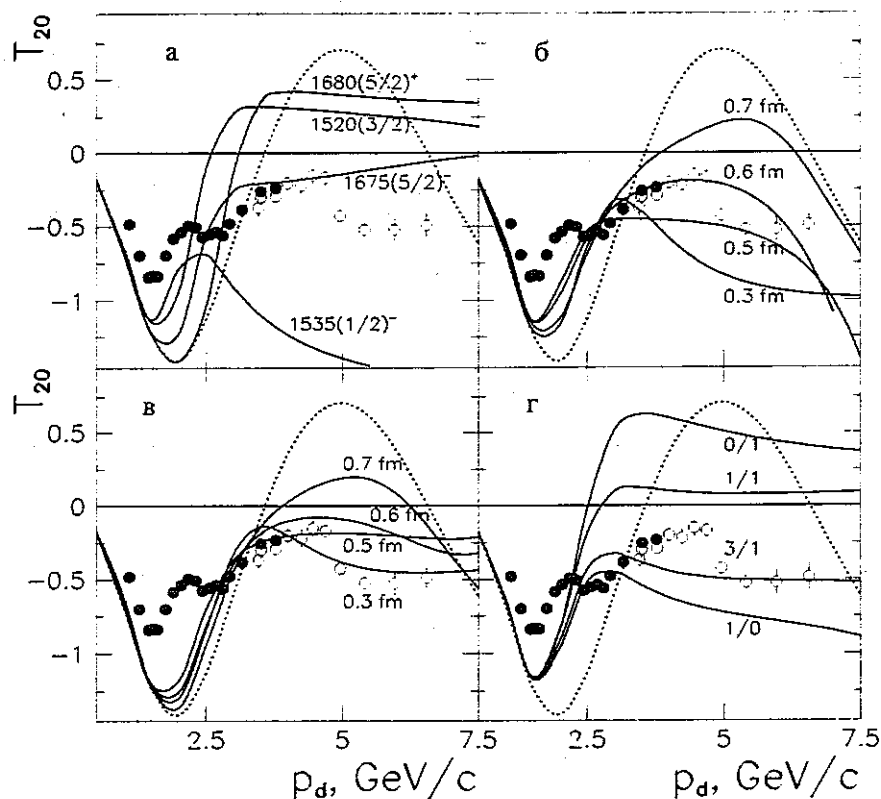


Рис. 3. Зависимости тензорной анализирующей способности T_{20} упругого dp -рассеяния назад от начального импульса дейтронов, вычисленные с учетом 2%-ной примеси к дейтрону: а) одного из барионных резонансов $N(1520, \frac{3}{2}^-)$, $N(1535, \frac{1}{2}^-)$, $N(1675, \frac{5}{2}^-)$, $N(1680, \frac{5}{2}^+)$ при значении $\tau_0 = 0,4$ фм; б) барионных резонансов с отрицательной четностью $N(1520)$, $N(1535)$, $N(1650)$ и $N(1675)$ при разных значениях τ_0 , показанных на рисунке; в) всех известных резонансов, от $N(1520)$ до $N(2600)$, при разных значениях τ_0 , показанных на рисунке, и в предположении, что ненулевой вклад дает только функция ϕ_{is}^{NR} с меньшим из двух возможных значений спина канала; г) резонансов с отрицательной четностью $N(1520)$, $N(1535)$, $N(1675)$ при значении $\tau_0 = 0,4$ фм и разных отношениях функций $\phi_{is_{min}}/\phi_{is_{max}}$, показанных на рисунке. Экспериментальные данные те же, что и на рис. 2.

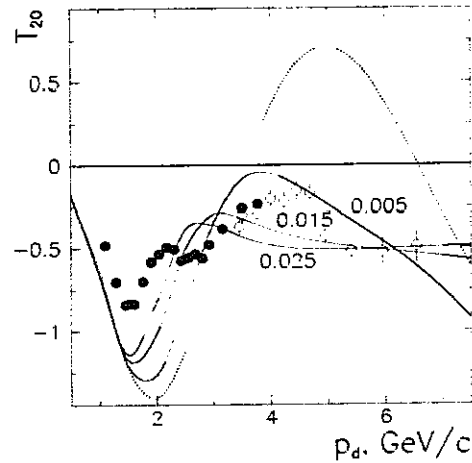
Поскольку сейчас не видно причин, по которым *a priori* следует учитывать только примесь резонансов с отрицательной четностью, интересно выяснить, к чему приведет учет вклада от обмена барионами как с отрицательной, так и с положительной четностью. На рис.3в на примере параметра T_{20} , приведены результаты учета суммарного вклада 2%-ной примеси к волновой функции дейтрона всех известных резонансов, от $N(1520)$ до $N(2600)$, при разных значениях τ_0 . Снова использовалось предположение, что ненулевые вклады дают только функции ϕ_{is}^{NR} с меньшим из двух возможных значений спина канала. Как видно из рис.3в, учет обмена всеми резонансами снова приводит к лучшему описанию экспериментальных данных о T_{20} по сравнению с описанием в рамках ОНО с волновой функцией дейтрона для боннского B потенциала. Выбрать лучшее из использованных в расчетах значений параметра τ_0 пока затруднительно.

Рис.3г иллюстрирует влияние на результаты расчетов отношения функций $\phi_{is_{min}}/\phi_{is_{max}}$. В расчетах учитывались вклады резонансов с отрицательной четностью $N(1520)$, $N(1535)$, $N(1650)$ и $N(1675)$, а значение параметра τ_0 составляло 0,4 фм. Как видно из рис.3г, лучшее согласие с данными по T_{20} достигается в случае, когда вклад функций, соответствующих меньшему из двух возможных значений спина канала, преобладает над вкладом функций, отвечающих большему значению спина. В описанных до сих пор расчетах знак функции $\phi_{is_{max}}$ всегда выбирался тем же самым, что и знак функции $\phi_{is_{min}}$. Понятно, что в случае, когда вклад функций, отвечающих меньшему значению спина канала, превалирует над вкладом функций, соответствующих большему значению спина, изменение относительного знака не должно существенно сказаться на результатах расчетов.

На рис. 4 показано, как на качество описания данных по T_{20} влияет изменение величины примеси барионных резонансов к волновой функции дейтрона. В расчетах учитывались вклады резонансов с отрицательной четностью $N(1520)$, $N(1535)$, $N(1650)$ и $N(1675)$, отношение функций $\phi_{is_{min}}/\phi_{is_{max}}$ было выбрано равным 3/1, а значение параметра τ_0 составляло 0,4 фм. Видно, что качественное согласие с данными при больших значениях p_d может быть достигнуто при относительно небольшом значении величины примеси, например, уже при $\sim 0,5\%$.

Наконец, на рис. 5 приведены результаты вычисления в рамках развитого подхода импульсных зависимостей дифференциального сечения $(d\sigma(180^\circ)/d\Omega)_{с.ч.м.}$, тензорной анализирующей способности T_{20} и коэффициента передачи поляризации κ_0 . Расчеты проводились с использованием волновых функций дейтрона для парижского потенциала [43], потенциала Рейда с мягким кором [44], вариантов A и B боннского потенциала [45], и московского потенциала [46], — кривые 1, 2, 3, 4 и 5, соответственно. Показаны также существующие экспериментальные данные. В расчетах учитывался суммарный вклад 1%-ной примеси к волновой функции дейтрона резонансов с отрицательной четностью $N(1520)$, $N(1535)$, $N(1650)$ и $N(1675)$. Кривые были вычислены при значении $\tau_0 = 0,4$ фм в предположении, что ненулевой вклад дают только функции ϕ_{is}^{NR} с меньшим из двух возможных значений спина канала. Сравнение полученных результатов с кривыми, вычисленными в приближении ОНО и приведенными на рис. 2, показывает, что дополнительный к ОНО учет обмена барионными резонансами

Рис. 4. Зависимости тензорной анализирующей способности T_{20} упругого dp -рассеяния назад от начального импульса дейтронов, вычисленные при разных значениях суммарной примеси к волновой функции дейтрона резонансов с отрицательной четностью $N(1520)$, $N(1535)$, $N(1650)$ и $N(1675)$ при $r_0 = 0,4$ фм и в предположении, что ненулевые вклады дают только функции ϕ_{1s}^{NR} с меньшим из двух возможных значений спина канала. Значения примеси резонансов приведены на рисунке.



приводит к лучшему описанию данных в области больших значений p_d . Интересный эффект учета барионного обмена состоит в том, что он сближает предсказания для экспериментальных параметров, выполненные с разными волновыми функциями дейтрона.

4 Заключение

В настоящей работе на количественном уровне исследовано влияние примеси барионных резонансов к основному состоянию дейтрона на значения физических величин, наблюдаемых в упругом dp -рассеянии назад: дифференциального сечения, анализирующей способности T_{20} и коэффициента передачи поляризации κ_0 . Основным механизмом реакции, за исключением области промежуточных значений импульсов $p_d \sim 1,6 - 2,6$ ГэВ/с, считается механизм передачи бариона (нуклона и нуклонных резонансов). Формальный аппарат этого механизма реализован в рамках динамики светового фронта. В работе

- получены общие формулы для $d\sigma(180^\circ)/d\Omega$, T_{20} и κ_0 для примесей произвольных резонансов;
- в рамках полуфеноменологического подхода, состоящего в выборе волновых функций различных NR -каналов и фазовых соотношений между ними, проанализированы предсказания для наблюдаемых величин;
- исследовано влияние на результаты расчетов различных параметров задачи и показано, что уже на уровне 1%-ой суммарной примеси нуклонных резонансов к волновой функции дейтрона соответствующим выбором вклада различных резонансов можно добиться лучшего согласия с экспериментом по сравнению с приближением ОНО;

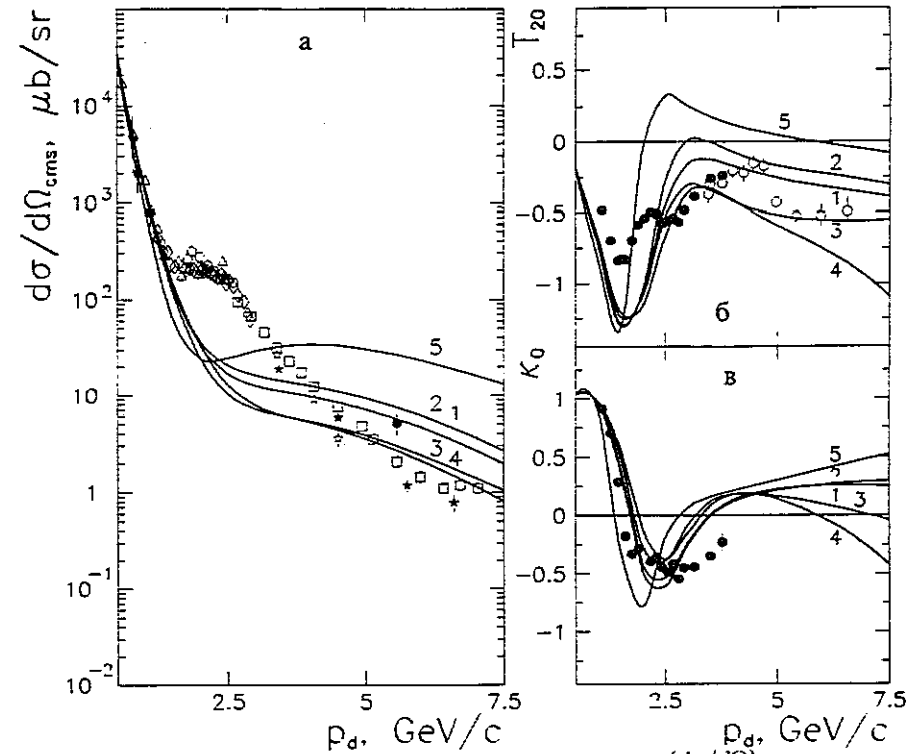


Рис. 5. Зависимости дифференциального сечения $(d\sigma/d\Omega)_{c.m.s.}$, тензорной анализирующей способности T_{20} и коэффициента передачи поляризации κ_0 упругого dp -рассеяния назад от начального импульса дейтронов p_d , вычисленные в приближении однобарионного обмена с учетом 1%-ной примеси к волновой функции дейтрона резонансов с отрицательной четностью $N(1520)$, $N(1535)$, $N(1650)$ и $N(1675)$ при значении $r_0 = 0,4$ фм и в предположении, что ненулевые вклады дают только функции ϕ_{1s}^{NR} с меньшим из двух возможных значений спина канала, с волновыми функциями дейтрона для парижского потенциала [43] (кривая 1), потенциала Рейда с мягким кором [44] (кривая 2), вариантов А (кривая 3) и В (кривая 4) боннского потенциала [45] и московского потенциала [46] (кривая 5). Экспериментальные данные те же, что и на рис. 2.

- для согласования расчетов с экспериментом достаточно учесть вклады самых легких барионных резонансов с отрицательной четностью, однако добавление вкладов остальных резонансов, в том числе и с положительной четностью, не приводит к существенному рассогласованию с данными;
- качественно вклад резонансов отрицательной четности слегка заполняет глубокий минимум в зависимости $T_{20}(p_d)$, возникающий в приближении

ОНО, и сильно понижает значения T_{20} в области значений $p_d \geq 3,5$ ГэВ/с, приближая теоретические кривые к экспериментальным данным;

- обнаружено, что учет барионного обмена приводит к тому, что результаты расчетов наблюдаемых величин, выполненные с разными волновыми функциями, меньше расходятся между собой, чем в случае приближения ОНО.

Авторы признательны Ю.Н.Узикову и Е.А.Строковскому за внимание к работе и стимулирующие обсуждения.

Литература

- [1] *Kisslinger L.S.*, in: "Mesons in Nuclei", Eds. M.Rho and D.H.Wilkinson, North-Holland P.C., 1979, P.261 and references therein.
- [2] *Weber H.J., Arenhovel H.*, Phys. Reports 1978, V.36, P.277.
- [3] *Riska D.O.*, Phys. Rep. 1989, V.181, P.207.
- [4] *Dymarz R., Khanna F.C.*, Nucl. Phys. 1990, V.A516, P.549.
- [5] *Coleman E. et al.*, Phys. Rev. Lett. 1966, V.16, P.761.
- [6] *Kurod K. et al.*, Nucl. Phys. 1966, V.88, P.33.
- [7] *Бажков Ю.Д. и др.*, ЯФ 1967, Т.5, С.237.
- [8] *Комаров В.И. и др.*, ЯФ 1972, Т.16, С.234.
- [9] *Dubal L. et al.*, Phys. Rev. 1974, V.D9, P.597.
- [10] *Gugelot P.C. et al.*, Phys. Scripta 1974, V.10, P.252.
- [11] *Bonner B.E. et al.*, Phys. Rev. Lett. 1977, V.39, P.1253.
- [12] *Berthet P. et al.*, J. Phys. G.: Nucl. Phys. 1982, V.8, P.L111.
- [13] *Arvieux J. et al.*, Phys. Rev. Lett. 1983, V.50, P.19; Nucl. Phys. 1984, V.A431, P.613.
- [14] *Punjabi V. et al.*, Phys. Lett. 1995, V.B350, P.178.
- [15] *Azhgirey L.S. et al.*, Phys. Lett. 1997, V.B391, P.22; *Ажгирей Л.С. и др.*, ЯФ 1998, Т.61, С.494.
- [16] *Cheung E. et al.*, Phys. Lett. 1992, V.B284, P.210.
- [17] *Nomofilov A.A. et al.*, Phys. Lett. 1994, V.B325, P.327.
- [18] *Kuehn B. et al.*, Phys. Lett. 1994, V.B334, P.298.
- [19] *Azhgirey L.S. et al.*, JINR Rapid Comm. 1996, No.3[77]-96, P.23.
- [20] *Keister B.D., Tjon J.A.*, Phys. Rev. 1982, V.C26, P.578.
- [21] *Kaptari L. et al.*, Phys. Lett. 1995, V.B351, P.400.
- [22] *Gross F.*, Phys.Rev. 1974, V.D10, P.223; *Buck W.W., Gross F.*, Phys.Rev., 1979, V.D20, P.2361; *Gross F. et al.*, Proc. XV European Few-Body Conf., Peniscola (Spain), 1995 / Ed. R.Guardiola [Few-Body Systems Suppl. 1996, V.8, P.269]; *Punjabi V., Perdrisat C.F.*, Proc. 3rd Int. Symp. "Dubna Deuteron-95", Dubna, 1996, P.304.
- [23] *Bakker B.L.G., Kondratyuk L.A., Terent'ev M.V.*, Nucl. Phys. 1979, V.B158, P.497.
- [24] *Cao Z.-J., Keister B.D.*, Phys. Rev. 1990, V.C42, P.2295.
- [25] *Узиков Ю.Н.*, ЭЧАЯ 1998, Т.29, С.1405.
- [26] *Кондратьюк Л.А., Терентьев М.В.*, ЯФ 1986, Т.31, С.1087.
- [27] *Glozman L.Ya., Neudatchin V.G., Obukhovskiy I.T.*, Phys.Rev. 1993, V.C48, P.389.
- [28] *Гоговой В.С., Обуховский И.Т.*, 12-th Int. Seminar in High Energy Physics Problems, Dubna, Sept. 1994 (to be publ.); *Кобушкин А.П., Сямтомов А.И., Глоzman Л.Я.*, ЯФ 1996, Т.59, С.833;
- [29] *Куркулин В.И.*, Труды зимней школы ЛИЯФ, январь 1999, С.-Петербург (в печати).
- [30] *Carbonell J. et al.*, Phys. Rep. 1998, V.300, P.215.
- [31] *Davidson R.M., Muchopodhay N.C., Wittman R.S.*, Phys. Rev. 1991, V.C43, P.71.
- [32] *Dirac P.*, Rev. Mod. Phys. 1949, V.21, P.392.
- [33] *Lepage G.P., Brodsky S.T.*, Phys. Rev. 1980, V.D22, P.2157.
- [34] *Weinberg S.*, Phys. Rev. 1964, V.B133, P.1318.
- [35] *Chung P.L. et al.*, Phys. Rev. 1988, V.C37, P.2000.
- [36] *Polyzou W.N.*, Ann. Phys. 1989, V.193, P.367.
- [37] *Melosh H.J.*, Phys. Rev. 1974, V.D9, P.1095.
- [38] *Bickerstaff R.P., Thomas A.W.*, J.-Phys. G: Nucl. Part. Phys. 1989, V.115, P.1523.

- [39] Карманов В.А., Письма в ЖЭТФ, 1985, Т.42, С.116.
- [40] Кондратюк Л.А., Шевченко Л.В., ЯФ 1979, Т.29, С.792.
- [41] Vasan S.S., Phys. Rev. 1973, V.D8, P.4092.
- [42] Ohlsen G.G., Rep. Prog. Phys. 1972, V.35, P.717.
- [43] Lacombe M. et al., Phys.Rev.C 1980, v.21, p.861; Phys.Lett.B, 1981, v.101, p.139.
- [44] Reid R.V., Jr., Ann. Phys. 1968, V.50, P.411. Alberi G. et al., Phys. Rev. Lett. 1975, V.34, P.503.
- [45] Machleidt R. et al., Phys. Reports, 1987, V.149, P.1.
- [46] Krasnopol'sky V.M. et al., Phys. Lett. 1985, V.B165, P.7.
- [47] Yao T., Phys. Rev. 1964, V.B134, P.454.
- [48] Craigie N.S., Wilkin C., Nucl. Phys. 1969, V.B14, P.477.
- [49] Barry G.W., Ann. Phys. 1972, V.73, P.482.
- [50] Колыбасов В.М., Смородинская Н.Я., ЯФ 1973, Т.17, С.1211.
- [51] Tanifuji M., Ishikawa S., Iseri Y., Phys. Rev. 1998, V.C57, P.2493.

Рукопись поступила в издательский отдел
31 мая 1999 года.