



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

00-219

P4-2000-219

С.М.Доркин¹, Л.П.Каптарь, Б.Кэмпфер², С.С.Семих

РЕАКЦИЯ ПЕРЕЗАРЯДКИ $pD \rightarrow n(pp)$
В ПОДХОДЕ БЕТЕ-СОЛПИТЕРА

Направлено в журнал «Ядерная физика»

¹Дальневосточный государственный университет, Владивосток

²Институт адронной и ядерной физики, Исследовательский центр
Россендорф, ФРГ

2000

1 Введение

Исследование поляризационных характеристик в реакциях адронного и лептонного рассеяния на легких ядрах дает детальную информацию как о механизме реакций, так и о структуре нуклон-нуклонного потенциала и волновых функций ядер. Кроме того, квазиупругое рассеяние поляризованных легких ядер тяжелыми мишенями позволяет исследовать экзотические возбуждения тяжелых ядер, такие, как возбуждение уровней аномальной четности, выделение изоспиновых примесей с $\Delta T = 0$ и $\Delta T = 1$ в переходах с переворотом спина (см., например [1, 2]) и т.д. В настоящее время активно разворачиваются программы экспериментальных исследований (COSY, TJNAF,...) упругого и квазиупругого рассеяния в электромагнитных [3, 4] и адронных процессах [5] на поляризованных дейтронах. Так, для понимания электромагнитной структуры дейтрона требуется определение трех его формфакторов: магнитного, электрического и квадрупольного. В упругом неполяризованном eD -рассеянии возможно исследование только магнитного формфактора и некоторой функции $A(Q^2)$, являющейся комбинацией всех трех. Для выделения зарядового формфактора и исследования всех их в отдельности необходимы эксперименты с измерением поляризационных характеристик реакции, например, измерение тензорной поляризации T_{20} дейтрона отдачи в упругом eD -рассеянии. Это позволит определить зарядовый формфактор дейтрона G_c при больших передачах импульса, что является важной проблемой, т.к. именно G_c чувствителен к моделям NN -взаимодействия на малых расстояниях между нуклонами [3, 4, 6]. В области адрон - дейтронного рассеяния исследуется большое многообразие различных реакций, например, упругое рассеяние на большие углы [7], инклюзивные реакции [8], эксклюзивные процессы [9], и измеряются всевозможные поляризационные наблюдаемые таких процессов. Следует отметить, что в адронных процессах вполне реальны такие постановки экспериментов, когда возможно полное экспериментальное восстановление амплитуды реакции, например, упругой амплитуды pD -рассеяния назад [10, 11, 12].

Однако, как и в случае определения G_c , здесь также необходимо измерение поляризаций дейтронов отдачи. Таким образом можно сделать общий вывод, что в поляризационных экспериментах очень важным является измерение поляризационных характеристик продуктов реакций. Ясно, что любые процессы, в которых измеряются конечные поляризации, являются экспериментами по двойному рассеянию, когда исследуемый конечный дейтрон испытывает рассеяние во вторичной реакции в поляриметре. Следовательно, необходимо, чтобы сечение и анализирующие способности вторичной реакции были достаточно велики, иначе эффективность поляриметра будет невысокой. Обычно при низких энергиях (несколько десятков МэВ) в качестве вторичной реакции используется процесс ${}^3\text{He}(D, p){}^4\text{He}$ [13], а при релятивистских энергиях (несколько ГэВ и выше) – упругое Dp -рассеяние [14]. Наряду с этими процессами большой интерес представляет исследование возможностей эксклюзивной реакции $p\vec{D} \rightarrow (pp)n$, когда pp -пара наблюдается с очень малой энергией возбуждения. Вилкин [15] предложил использовать эту реакцию в качестве тензорного дейтронного поляриметра при сравнительно низких (сотни МэВ) энергиях [16]. Им было замечено, что при малых передачах импульса и малых относительных энергиях pp -пары реакция $p\vec{D} \rightarrow n(pp)$ в основном идет за счет элементарной перезарядки налетающего протона на нейтроне из дейтрона, тогда как оставшийся протон играет роль зрителя. В этом случае нерелятивистская модель [15], основанная на зрительном механизме, предсказывает нулевую векторную и довольно большую тензорную анализирующую способность реакции. При этом сечение реакции достаточно велико для эффективного экспериментального исследования. Позже исследования этого процесса [1, 15, 17, 18, 19] при низких энергиях полностью подтвердили справедливость таких предсказаний. Таким образом, эта реакция может быть использована, например, для измерения T_{20} в процессе $pp \rightarrow D\pi^+$ [20], используемом при исследовании $NN\pi$ -систем, или в неупругих (\vec{D}, \vec{D}') - реакциях на тяжелых ядрах для изучения изоскалярных переходов $\Delta T = 0, \Delta S = 1$ [2] и т.д. Наряду с возможностью использования процесса $p\vec{D} \rightarrow n(pp)$ в каче-

стве эффективного поляримера, его исследование интересно еще и по другим причинам. Во-первых, как было показано в [15], сечение этой реакции напрямую связано с парциальными амплитудами нуклон - нуклонной перезарядки, что дает возможность, в сумме с NN -данными, получить экспериментальную информацию для полного восстановления амплитуды $pn \rightarrow np$ [21]. Во-вторых, можно исследовать влияние ядерных эффектов на элементарную амплитуду в реакциях ядерной перезарядки [22, 23], а также напрямую получить вероятность переворота спина в реакциях квазиупругого рассеяния дейтронов на ядрах [1]. В-третьих, интерес к этой реакции обусловлен также проводимыми и планируемыми экспериментами на COSY [5, 9] при релятивистских энергиях.

В настоящей работе предлагается теоретическое исследование реакции $p\vec{D} \rightarrow n(pp)$ при релятивистских энергиях (Дубна, COSY) и, подобно нерелятивистскому анализу Вилкина [15], рассматриваются возможности применения этой реакции в релятивистском случае. Предлагаемый подход основан на релятивистском формализме Бете - Солпитера (БС), с использованием численного решения однородного уравнения БС с реалистическим ядром взаимодействия [24, 25]. При этом в ковариантном виде вычисляются все парциальные спиновые амплитуды процесса, что позволяет вычислить любые спиновые наблюдаемые реакции. В качестве примера приводятся вычисления дифференциального сечения и тензорной анализирующей способности T_{20} , а также проводится сравнение с имеющимися экспериментальными данными.

Работа организована следующим образом. В разделе 2 вводятся основные кинематические величины, общее выражение для дифференциального сечения и определяется наиболее общий вид спиновой структуры амплитуды и наблюдаемых реакции. Раздел 3 содержит описание динамической модели рассматриваемой реакции в подходе БС: вычисляется аналитически матричный элемент процесса и обсуждаются сделанные приближения. Результаты численных расчетов, их анализ и сопоставление с экспериментальными данными приведены в разделе 4; также здесь помещены основные выводы по данной работе.

В приложениях А и В приведены некоторые громоздкие выражения и обозначения.

2 Кинематика и обозначения

Итак, в данной работе рассматривается эксклюзивная реакция столкновения протонов с поляризованными дейтронами при промежуточных и высоких энергиях с образованием трех нуклонов в конечном состоянии. При этом из всего кинематического многообразия возможных процессов выбираются такие, которые в системе центра масс дейтрона соответствуют образованию медленной скоррелированной пары двух протонов и одного быстрого нейтрона, т.е. реакции типа

$$p + \vec{D} = n + (p_1 + p_2). \quad (1)$$

Специфика процесса (1) состоит в том, что передача импульса от протона к нейтрону мала и, следовательно, основной механизм данной реакции может быть описан перезарядкой налетающего протона на нейтроне мишени, в то время как оставшийся протон из дейтрона играет роль зрителя. Известно [26], что дифференциальное сечение элементарного процесса перезарядки $pn \rightarrow np$ имеет острый пик при нулевых передачах импульса. Следовательно, если процесс (1) действительно обусловлен подпроцессом перезарядки, то результирующая pp - пара будет характеризоваться малыми полным и относительным импульсами. Такие реакции могут быть надежно выделены на фоне других возможных процессов и хорошо исследованы экспериментально. На рис. 1 изображена диаграмма такого процесса, где приняты следующие обозначения: $p = (E_p, \mathbf{p})$ и $n = (E_n, \mathbf{n})$ - импульсы начального протона и конечного нейтрона соответственно, P' - полный 4 - импульс pp - пары, который складывается из импульсов протонов $p_1 = (E_1, \mathbf{p}_1)$ и $p_2 = (E_2, \mathbf{p}_2)$: $P' = p_1 + p_2$. Инвариантный квадрат массы pp - пары обозначим как s_f , $s_f = P'^2 = (2m + E_x)^2$, где m обозначает массу нуклона, а E_x - энергия возбуждения пары. Согласно сделанным предположениям о механизме реакции, энергия возбуждения E_x мала; в данной

работе рассматривается интервал ее изменения от нуля до нескольких МэВ ($E_x \sim 0 - 8$ МэВ). При столь малых значениях E_x pp - пара находится преимущественно в 1S_0 - состоянии [18], и в дальнейшем мы будем предполагать, что вклад высших парциальных волн мал по сравнению с вкладом 1S_0 - компоненты. Вопрос о величине поправок от высших волн будет обсуждаться в отдельной статье.

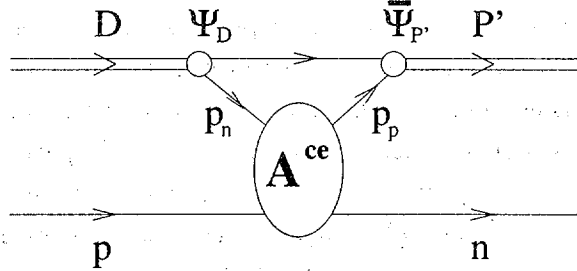


Рис. 1: Диаграмма процесса $pD \rightarrow n(pp)$; пояснения в тексте.

В принятых нами стандартных нормировках дираковские спиноры

$$u(\mathbf{p}, r) = \sqrt{m + \epsilon} \begin{pmatrix} \chi_r \\ \frac{\boldsymbol{\sigma} \mathbf{p}}{m + \epsilon} \chi_r \end{pmatrix} \quad (2)$$

нормированы как $\bar{u}(p)u(p) = 2m$ и дифференциальное сечение реакции (1) имеет вид:

$$d^9\sigma = \frac{1}{2\sqrt{\lambda(p, D)}} |M_{fi}|^2 (2\pi)^4 \delta(P_f - P_i) \frac{d^3\mathbf{n}}{2E_n (2\pi)^3} \frac{1}{2} \prod_{k=1}^2 \frac{d^3\mathbf{p}_k}{2E_k (2\pi)^3}, \quad (3)$$

где $\lambda(p, D)$ обозначает потоковый фактор, M_{fi} - инвариантная амплитуда процесса (1), а статистический множитель $1/2$ соответствует двум идентичным частицам (протонам) в конечном состоянии. В выражении (3) удобно произвести замену переменных и перейти от импульсов $\mathbf{p}_{1,2}$ к относительному и полному импульсу пары, после чего интегрирование по полному импульсу и по модулю относительного импульса снимется при помощи δ -функции. Получившееся четырехмерное дифференциальное сечение можно еще раз проинтегрировать, учти-

тывая, что в случае 1S_0 - состояния пары матричный элемент M_{fi} не зависит от углов относительного импульса. В результате получим:

$$d^3\sigma = \frac{1}{16\pi\sqrt{\lambda(p, D)}} \sqrt{1 - \frac{4m^2}{s_f}} |M_{fi}|^2 \frac{d^3\mathbf{n}}{2E_n(2\pi)^3} \frac{1}{2}. \quad (4)$$

Формула (4) представляет собой общее выражение для инвариантного дифференциального сечения процесса (1) в предположении, что конечные протоны находятся в 1S_0 -состоянии. Для дальнейших вычислений в качестве системы отсчета выберем систему покоя дейтрона, и все дальнейшие рассуждения будем относить именно к ней. При этом ось z системы координат (ось квантования) направим по импульсу падающих протонов \mathbf{p} (об осях x и y см. ниже). Определяя передачу импульса как $q = n - p$, перейдем в (4) к новым инвариантным переменным $t = q^2$ и $s_f = (D - q)^2$. Тогда сечение запишется в виде

$$\frac{d^2\sigma}{dt ds_f} = \frac{1}{2} \frac{1}{64\pi\lambda(p, D)} \sqrt{1 - \frac{4m^2}{s_f}} \int \frac{d\phi}{(2\pi)^3} |M_{fi}|^2, \quad (5)$$

где ϕ – азимутальный угол вылета конечного нейтрона. Далее рассматривается только случай, когда начальный протон и конечный нейтрон неполяризованы, а матрица плотности дейтрона ρ_D обладает аксиальной симметрией относительно оси z || \mathbf{p} , т.е.

$$\rho_D = \frac{1}{3} \mathbf{1} + p_v \hat{T}_{10} + p_t \hat{T}_{20}, \quad (6)$$

где p_v и p_t – соответственно векторный и тензорный параметры поляризации. Тогда легко можно показать, что в (5) нет зависимости от угла ϕ , и окончательно

$$\frac{d^2\sigma}{dt ds_f} = \frac{1}{2} \frac{1}{64\pi\lambda(p, D)} \sqrt{1 - \frac{4m^2}{s_f}} \frac{1}{(2\pi)^2} |M_{fi}|^2, \quad (7)$$

где амплитуда $|M_{fi}|^2$ может быть вычислена при произвольном значении ϕ , например при $\phi = 0$. Для определения амплитуды M_{fi} можно, в принципе, вычислить непосредственно диаграмму на рис. 1 и получить выражение для сечения (7). Однако при этом теряется наглядность полученных результатов и затрудняется интерпретация спиновых наблюдаемых. Поэтому в данной работе процедура вычисления

наблюдаемых состоит из нескольких этапов (см. также работу [12]), а именно i) выписывается наиболее общая спиновая структура амплитуды M_{fi} в виде ее разложения по парциальным инвариантным амплитудам и независимым спиновым множителям, и наблюдаемые процесса определяются в терминах этих парциальных амплитуд, ii) вычисляется диаграмма 1 и полученное теоретическое выражение для амплитуды M_{fi} группируется таким образом, чтобы получить спиновую структуру в общем виде, iii) из сравнения теоретического выражения для амплитуды с ее общей структурой определяется явный вид парциальных спиновых амплитуд и численно определяются наблюдаемые.

В силу предположения о нулевом полном угловом моменте pp -пары процесс (1) относится к спиновому типу $1/2 + 1 = 1/2 + 0$, у которого, вследствие сохранения четности, существует всего 6 независимых комплексных амплитуд. Выбор представления для этих амплитуд диктуется соображениями удобства и для каждого конкретного случая он может быть различным (например, можно определить парциальные амплитуды в спиральном базисе, или в представлении определенной проекции спина на ось z в системе центра масс частиц и т.д.). В данной работе общий вид амплитуды M_{fi} мы определим следующим образом [27]. Начальное $|i\rangle$ и конечное $|f\rangle$ состояния системы, помимо других квантовых чисел, будем характеризовать определенными значениями проекции спина на ось квантования. В матричном элементе M_{fi} такую спиновую зависимость выпишем в явном виде, выделяя в состояниях $|i\rangle$ и $|f\rangle$ 3-вектор поляризации дейтрона и двухкомпонентные спиноры свободных нуклонов. Введем также в системе покоя дейтрона ($\mathbf{D} = 0$) базис из следующих векторов:

$$\mathbf{c} = \frac{\mathbf{p}}{|\mathbf{p}|}, \quad \mathbf{b} = \frac{[\mathbf{p} \times \mathbf{n}]}{|[\mathbf{p} \times \mathbf{n}]|}, \quad \mathbf{a} = [\mathbf{b} \times \mathbf{c}]. \quad (8)$$

Тогда амплитуда M_{fi} может быть представлена как

$$M_{fi} \equiv \mathcal{T}_{r'r}^M = [\chi_{r'}^+]_{\alpha} (\mathcal{M}_{\alpha\beta} \xi_M) [\chi_r]_{\beta}, \quad \alpha, \beta = 1, 2, \quad (9)$$

где r', r и M – соответственно проекции на ось z спинов нейтрона, протона и дейтрона, а амплитуда $\mathcal{M}_{\alpha\beta}$, являющаяся одновременно век-

тором в координатном пространстве и матрицей в спинорном, может быть разложена по базисным векторам (8) и матрицам Паули σ_i ($i = x, y, z$) следующим образом:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{\alpha\beta} = & i A \mathbf{b} \delta_{\alpha\beta} + B \mathbf{b} (\boldsymbol{\sigma} \mathbf{b})_{\alpha\beta} + C \mathbf{a} (\boldsymbol{\sigma} \mathbf{a})_{\alpha\beta} \\ & + D \mathbf{a} (\boldsymbol{\sigma} \mathbf{c})_{\alpha\beta} + E \mathbf{c} (\boldsymbol{\sigma} \mathbf{a})_{\alpha\beta} + F \mathbf{c} (\boldsymbol{\sigma} \mathbf{c})_{\alpha\beta}. \end{aligned} \quad (10)$$

В выражении (9) $\boldsymbol{\xi}_M$ обозначает вектор поляризации дейтрона в его системе покоя:

$$\boldsymbol{\xi}_{+1} = -\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \boldsymbol{\xi}_{-1} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \boldsymbol{\xi}_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (11)$$

Несмотря на нековариантность выражений (9) - (10) такая форма амплитуды является наиболее общей и справедливой как в нерелятивистских, так и в релятивистских рассуждениях. В этом легко убедиться, замечая, что 4 - вектор поляризации дейтрона ξ_M в любой системе отсчета можно выразить через вектор $\boldsymbol{\xi}_M$:

$$\xi_M = \left[\frac{(D \boldsymbol{\xi}_M)}{M_D}, \boldsymbol{\xi}_M + D \frac{(D \boldsymbol{\xi}_M)}{M_D(E_D + M_D)} \right], \quad (12)$$

где M_D и E_D - масса и полная энергия дейтрона соответственно, а в ковариантных матричных элементах всегда можно перейти от спиноров (2) к 2 - компонентным спинорам χ_r .

Как оговаривалось выше, ось z направлена по вектору \mathbf{c} . Оси y и x для удобства направим вдоль \mathbf{b} и \mathbf{a} соответственно (этот выбор оправдывается тем, что азимутальный угол нейтрона ϕ можно считать нулевым). Инвариантные амплитуды A, B, \dots, F зависят только от трех переменных, которые могут быть выбраны в виде полной начальной энергии, квадрата переданного импульса t и инвариантной массы pp пары s_f . Связь этих амплитуд с парциальными спиновыми амплитудами $\mathcal{T}_{r'}$ дается выражениями:

$$\begin{aligned} A = (\mathcal{T}_{\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}^1 + \mathcal{T}_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}}^1)/\sqrt{2}, & \quad B = -(\mathcal{T}_{\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}^1 - \mathcal{T}_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}}^1)/\sqrt{2}, \\ C = -(\mathcal{T}_{\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}^1 + \mathcal{T}_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}}^1)/\sqrt{2}, & \quad D = (\mathcal{T}_{\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}^1 - \mathcal{T}_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}}^1)/\sqrt{2}, \\ \mathcal{E} = \mathcal{T}_{\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}^0, & \quad \mathcal{F} = \mathcal{T}_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}}^0. \end{aligned} \quad (13)$$

Амплитуды $\mathcal{A}, \mathcal{B}, \dots, \mathcal{F}$ позволяют вычислить любые спиновые наблюдаемые процесса (1). Так, если какой-либо физической величине соответствует спиновой оператор \mathcal{O} , то среднее значение этой величины будет

$$\langle \mathcal{O} \rangle = 6 \frac{\text{Tr}(\mathcal{M} \mathcal{O} \mathcal{M}^+)}{\text{Tr}(\mathcal{M} \mathcal{M}^+)}, \quad (14)$$

где знаменатель в (14) соответствует сечению процесса (1) с неполяризованными частицами,

$$\frac{1}{6} \text{Tr}(\mathcal{M} \mathcal{M}^+) = \frac{1}{3} (\mathcal{A} \mathcal{A}^* + \mathcal{B} \mathcal{B}^* + \mathcal{C} \mathcal{C}^* + \mathcal{D} \mathcal{D}^* + \mathcal{E} \mathcal{E}^* + \mathcal{F} \mathcal{F}^*). \quad (15)$$

Например, для тензорной анализирующей способности $\langle T_{20} \rangle$ будем иметь:

$$\begin{aligned} \langle T_{20} \rangle &= 6 \frac{\text{Tr}(\mathcal{M} \hat{T}_{20} \mathcal{M}^+)}{\text{Tr}(\mathcal{M} \mathcal{M}^+)} \\ &= \frac{\sqrt{2}}{\text{Tr}(\mathcal{M} \mathcal{M}^+)} (\mathcal{A} \mathcal{A}^* + \mathcal{B} \mathcal{B}^* + \mathcal{C} \mathcal{C}^* + \mathcal{D} \mathcal{D}^* - 2[\mathcal{E} \mathcal{E}^* + \mathcal{F} \mathcal{F}^*]) \end{aligned} \quad (16)$$

Следует отметить, что представление амплитуды M_{fi} в виде (9) - (10) справедливо в случае, когда начальное и конечное состояния могут быть описаны волновыми функциями, т.е. для чистых состояний. В случае смешанных состояний все сказанное выше остается в силе, за исключением того, что при возведении в квадрат амплитуды M_{fi} надо суммировать по всем проекциям спинов с использованием матриц плотности,

$$\rho_N = \frac{1}{2} \sum_r |r\rangle \langle r|, \quad \rho_D = \frac{1}{3} \sum_M |M\rangle \langle M|. \quad (17)$$

Таким образом, задача состоит в вычислении амплитуд $\mathcal{T}_{r'r}^M$ и затем наблюдаемых процесса (1) с использованием соотношений (13) - (16). В данной работе амплитуда $\mathcal{T}_{r'r}^M$ определяется в рамках формализма Бете - Солпитера непосредственно по диаграмме, приведенной на рис. 1. Мы будем предполагать, что начальная энергия реакции достаточно велика, для того чтобы взаимодействием в начальном состоянии между протоном и дейтроном и взаимодействием в конечном состоянии

между быстрым нейтроном и медленной pp - парой можно было пренебречь. Это означает, что трехчастичные начальное и конечное состояния можно трактовать как прямые произведения релятивистского спинора быстрого нуклона на состояния медленной нуклон-нуклонной системы, которые описываются однородным (дейтрон) или неоднородным (состояние pp -пары в непрерывном спектре) уравнением Бете-Солпитера.

3 Амплитуда процесса в подходе Бете - Солпитера

Как уже было отмечено, в данной работе рассматривается процесс (1) при промежуточных и высоких энергиях и малых передачах импульса, для которых основным механизмом является подпроцесс перезарядки начального протона на нейтроне мишени. Следуя технике Манделштама [28], запишем ковариантный матричный элемент реакции, соответствующий диаграмме на рис. 1 (спинорные индексы сохранены):

$$\mathcal{T}_{r'r}^M = \bar{u}_\gamma^{r'}(n) u_\delta^r(p) \int d^4k \bar{\Phi}_{P'}(\frac{q}{2} + k)_{\alpha\beta} (\frac{\hat{D}}{2} + \hat{k} - m)_{\alpha\mu} \Phi_M(k)_{\mu\nu} \mathcal{A}_{\beta\gamma, \delta\nu}^{ce}. \quad (18)$$

Здесь Φ_M и $\bar{\Phi}_{P'}$ - амплитуда и сопряженная амплитуда БС для дейтрона и pp - пары соответственно, являющиеся решениями однородного уравнения БС для дейтрона и неоднородного - для пары в континууме. Вершина перезарядки \mathcal{A}^{ce} соответствует 4 - точечной функции Грина процесса $pn \rightarrow np$, у которой начальный нейтрон и конечный протон в общем случае являются немассовыми. В уравнении (18) удобно перейти от прямого произведения спиноров и амплитуд к матричному умножению, для чего амплитуды БС переопределяются следующим образом [29]:

$$\Phi(k) \equiv \Psi(k) U_C, \quad \bar{\Psi}(k) = \gamma_0 \Psi^\dagger(k) \gamma_0, \quad (19)$$

где $U_C = i\gamma_2\gamma_0$ обозначает матрицу зарядового сопряжения. Тогда новые амплитуды $\Psi(k)$ могут рассматриваться как обычные матрицы

4×4 , действующие в спинорном пространстве, а уравнения БС для новых амплитуд представляют собой матричные интегральные уравнения. Для численного решения таких уравнений амплитуды $\Psi(k)$ обычно разлагают по какому-либо полному набору матриц 4×4 и получают систему интегральных уравнений на коэффициенты такого разложения. Эти коэффициенты известны в литературе как парциальные амплитуды БС. Ясно, что вид парциальных амплитуд зависит от конкретного выбора базиса разложения, а переход от одного базиса к другому осуществляется унитарным преобразованием. В работах [24, 25] было найдено численное решение системы уравнений БС для парциальных амплитуд дейтрона с использованием реалистического ядра взаимодействия (сумма обменов π , ω , ρ , σ , η , δ - мезонами) в представлении полного набора 16 матриц Дирака. Такое представление удобно для нахождения численного решения, однако при вычислении наблюдаемых величин в конкретных процессах здесь утрачивается наглядность и затрудняется интерпретация полученных результатов. В физическом смысле более удобной является так называемая ρ - спиновая классификация парциальных амплитуд, полученная в базисе спин-угловых гармоник [30], когда парциальные амплитуды могут быть интерпретированы как состояния с определенным спином и полным угловым моментом. В частности, это позволяет найти их нерелятивистские аналоги. Например, в случае дейтрона амплитуда Ψ_M состоит из восьми компонент, разделяющихся на 3 группы: 1) две самых больших по величине компоненты с положительными ρ - спинами (соответствующих S и D - волнам в нерелятивистской картине дейтрона), 2) четыре так называемых P - волны (малых по сравнению с S и D - волнами) с одним ρ - спином положительным и другим отрицательным, 3) две пренебрежимо малых компоненты с обоими отрицательными ρ - спинами (более подробно см. [31]). В настоящей работе все аналитические вычисления будут проводиться в представлении ρ -спина, а при получении численных результатов будет использовано решение [24, 25]. Явный вид унитарного преобразования от представления матриц Дирака к спин-угловым гармоникам приведен в [31]. В дальнейшем мы

станем пренебрегать вкладом от парциальных амплитуд с хотя бы одним отрицательным значением ρ -спина. Это значит, что амплитуда БС для дейтрона запишется в виде (см. также Приложение А):

$$\Psi_M(k) = \Psi_{S^{++}}^M(k) + \Psi_{D^{++}}^M(k), \quad (20)$$

Для нахождения вершины \mathcal{A}^{ce} можно разложить ее по полному набору матриц, как и для решений уравнения БС, а коэффициенты разложения определить из эксперимента по нуклон-нуклонной перезарядке. Однако, поскольку в данном случае не все нуклоны реальные, эта процедура не совсем последовательна. Ясно, что для оценки эффектов немассовости в \mathcal{A}^{ce} необходимы дополнительные теоретические рассуждения и разработка специальных теоретических моделей. С другой стороны, в рассматриваемой реакции энергии возбуждения и переданные импульсы достаточно малы. Следовательно нуклоны в pp -паре находятся близко к массовой поверхности и поправками немассовости можно пренебречь. Тогда величину \mathcal{A}^{ce} можно выразить непосредственно через амплитуды $f_{r's',sr}$ реального процесса перезарядки $p + p_n = p_p + n$, когда все частицы находятся на массовой поверхности:

$$f_{r's',sr} = \bar{u}_\alpha^{s'}(p_p) \bar{u}_\beta^{r'}(n) \mathcal{A}_{\alpha\beta,\gamma\delta}^{ce} u_\gamma^r(p) u_\delta^s(p_n). \quad (21)$$

С использованием (21) получим:

$$\begin{aligned} \mathcal{T}_{r'r}^M &= \sum_{ss'} \frac{1}{(2m)^2} \int d^4k f_{r's',sr} \\ &\times \bar{u}^s(p_n) \Psi_M(k) \left(\frac{\hat{D}}{2} - \hat{k} + m \right) \bar{\Psi}_{P'}(k - \frac{q}{2}) u^{s'}(p_p) \end{aligned} \quad (22)$$

Амплитуда (22) станет теперь основой для дальнейшего изложения. Видно, что она обладает явной лоренц - ковариантностью.

Проблема учета взаимодействия в конечном 1S_0 - состоянии данной реакции полностью сходна с аналогичной проблемой в описании процесса электрорасщепления дейтрона $eD \rightarrow e'(pn)$, поэтому в нашем подходе мы будем следовать работе [29]. Согласно ρ - спиновой классификации амплитуда БС в 1S_0 - состоянии имеет 4 компоненты с квантовыми числами $^1S_0^{++}$, $^1S_0^{--}$, $^3P_0^{+-}$, $^3P_0^{-+}$, которые в дальнейшем

соответственно будут обозначаться как ϕ_1, \dots, ϕ_4 . Как и для дейтрона, в конечных выражениях мы будем пренебрегать всеми компонентами с отрицательным ρ -спином, т.е. будет рассматриваться только лидирующая $(++)$ -компонента (ϕ_1). Следует отметить, что разложение по спин-угловым гармоникам производится в системе покоя pp -пары и для нахождения амплитуды в любой другой системе отсчета необходимо выполнить Лоренц-буст (см., например, работу [31]). Однако можно обойти громоздкую процедуру буста в явном виде, замечая, что амплитуда $\bar{\Psi}_{p'}$ может быть записана в ковариантной форме [29]:

$$\begin{aligned} \sqrt{4\pi} \bar{\Psi}_{p'}(p) = & -b_1 \gamma_5 - b_2 \frac{1}{m} (\gamma_5 \hat{p}_1 + \hat{p}_2 \gamma_5) \\ & - b_3 (\gamma_5 \frac{\hat{p}_1 - m}{m} - \frac{\hat{p}_2 + m}{m} \gamma_5) - b_4 \frac{\hat{p}_2 + m}{m} \gamma_5 \frac{\hat{p}_1 - m}{m}, \end{aligned} \quad (23)$$

где $p_{1,2} = P'/2 \pm p$, p - относительный 4-импульс, а функции $b_i \equiv b_i(P'p, p^2)$ являются лоренц-инвариантными. Теперь достаточно выразить их через ρ -спиновые компоненты $\phi_i \equiv \phi_i(r_0, |\mathbf{r}|)$, $i = 1, \dots, 4$, и тогда эффекты Лоренц-буста будут автоматически учтены (см. также [12]). Связь b_i с ϕ_i приведена в Приложении А.

Следуя описанному выше методу вычисления наблюдаемых, подставим (23) и (20) в (22) и получим выражение для подынтегрального матричного элемента в терминах двухкомпонентных спиноров и 3-векторов:

$$\begin{aligned} & f_{r's',sr} \bar{u}^s(p_n) \Psi_M(k) \left(\frac{\hat{P}}{2} - \hat{k} + m \right) \bar{\Psi}_{p'}(k - \frac{q}{2}) u^{s'}(p_p) = \\ & = f_{r's',sr} \left\{ \chi_s^\dagger(\boldsymbol{\sigma} \boldsymbol{\xi}_M) \chi_{s'}(\psi_S - \frac{\psi_D}{\sqrt{2}}) C_1 + \chi_s^\dagger(\boldsymbol{\sigma} \mathbf{k}) \chi_{s'}(\mathbf{k} \boldsymbol{\xi}_M) \psi_D C_2 \right. \\ & + [-\chi_s^\dagger(\boldsymbol{\sigma} \mathbf{q}) \chi_{s'}(\mathbf{k} \boldsymbol{\xi}_M) (\psi_S + \sqrt{2} \psi_D) + \chi_s^\dagger(\boldsymbol{\sigma} \mathbf{k}) \chi_{s'}(\mathbf{q} \boldsymbol{\xi}_M) (\psi_S - \frac{\psi_D}{\sqrt{2}}) \\ & \left. + \chi_s^\dagger \chi_{s'} i ([\mathbf{q} \times \mathbf{k}] \boldsymbol{\xi}_M) (\psi_S - \frac{\psi_D}{\sqrt{2}}) \right] C_3 \}, \end{aligned} \quad (24)$$

где введенные для краткости скалярные коэффициенты C_1, C_2, C_3 зависят от кинематических переменных процесса и от парциальных волновых функций ϕ_1, \dots, ϕ_4 конечного 1S_0 -состояния и не зависят от спиновых переменных. Их явный вид приведен в Приложении А. Из фор-

мулы (24) ясно, как можно вычислить амплитуды $\mathcal{T}_{r',r}^M$ при конкретных значениях спиновых индексов r', r, M и, следовательно, определить инвариантные амплитуды $\mathcal{A}, \mathcal{B}, \dots \mathcal{F}$ (13) и наблюдаемые (14) - (16).

Для определения ϕ_i в принципе необходимо пользоваться той же моделью NN - взаимодействия, что и для дейтрона, дополненной электромагнитным взаимодействием протонов. Например, неоднородное уравнение Бете - Солпитера на величину $\bar{\Psi}_{P'}(p)$ в простейшем случае, когда учитывается только псевдоскалярное пион - нуклонное взаимодействие, имеет вид [32]:

$$\bar{\Psi}_{P'}(p) = \bar{\Psi}_{P'}^0(p) + ig_{\pi NN}^2 \int \frac{d^4 p'}{(2\pi)^4} \Delta(p-p') \tilde{S}(p_2) \gamma_5 \bar{\Psi}_{P'}(p') \gamma_5 S(p_1). \quad (25)$$

Здесь Δ и S - пропагаторы скалярного и спинорного полей, $\tilde{S} \equiv U_C S U_C^{-1}$, а $\bar{\Psi}_{P'}^0(p)$ - релятивистская плоская волна, соответствующая движению двух протонов без взаимодействия. Решение уравнения (25) может быть представлено, например, в виде ряда Неймана, первым членом которого является $\bar{\Psi}_{P'}^0(p)$, и символически это можно записать как

$$\bar{\Psi}_{P'}(p) = \bar{\Psi}_{P'}^0(p) + \bar{\Psi}_{P'}^i(p). \quad (26)$$

Второе слагаемое, определяющееся взаимодействием, можно условно назвать "расходящейся волной". Для 1S_0 - состояния в системе покоя pp - пары будем иметь [29]:

$$\bar{\Psi}_{P'}^0(r)|_{P'=(\sqrt{s_f}, 0)} = \phi_1^0(r_0, |\mathbf{r}|) \Gamma_{1S_0^{++}}(\hat{\mathbf{r}}), \quad (27)$$

$$\phi_1^0(r_0, |\mathbf{r}|) = 2(2\pi)^4 \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \frac{1}{|\mathbf{r}^*|^2} \delta(r_0) \delta(|\mathbf{r}| - |\mathbf{r}^*|), \quad (28)$$

где $r = (r_0, \mathbf{r})$ - относительный 4 - импульс (аргумент амплитуды), $|\mathbf{r}^*| = \sqrt{s_f/4 - m^2}$ - реальный (измеряемый экспериментально) относительный 3 - импульс пары, а $\Gamma_{1S_0^{++}}(\hat{\mathbf{r}})$ - спин - угловая гармоника, см. Приложение А. Чтобы определить расходящуюся волну в (26), необходимо решить уравнение типа (25), что сопряжено со значительными математическими трудностями (в частности, такие уравнения не допускают процедуру поворота Вика [33], и их необходимо решать

непосредственно в пространстве Минковского, для чего пока не существует регулярных методов). Одним из возможных путей оценки $\bar{\Psi}_p^i$, является применение так называемого приближения одной итерации, описанного в работе [29], где было показано, что второй член разложения (26) мал и играет роль, аналогичную мезонным обменным токам в нерелятивистских подходах. В данной работе такие поправки мы будем опускать и рассматривать только первый член разложения (26)), т.е.

$$\phi_1(r_0, |\mathbf{r}|) = \phi_1^0(r_0, |\mathbf{r}|), \quad \phi_2 = 0, \quad \phi_3 = 0, \quad \phi_4 = 0. \quad (29)$$

Для конкретной кинематической ситуации (см. (22))

$$\delta(r_0) = \delta[(P', k - q/2)/\sqrt{s_f}] \quad (30)$$

$$\delta(|\mathbf{r}| - |\mathbf{r}^*|) = \delta\left(\sqrt{-(k - q/2)^2 - \sqrt{s_f/4 - m^2}}\right), \quad (31)$$

и окончательно получим:

$$\begin{aligned} \phi_1^0(r_0, |\mathbf{r}|) &= 2(2\pi)^4 \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \frac{1}{E|\mathbf{k}||\mathbf{q}|} \sqrt{\frac{s_f}{s_f/4 - m^2}} \times \\ &\times \delta(k_0 - [M_D/2 - E]) \delta(\cos \theta_{kq} + \frac{s - 2E(M_D - q_0)}{2|\mathbf{k}||\mathbf{q}|}). \end{aligned} \quad (32)$$

Здесь θ_{kq} – угол между векторами \mathbf{k} и \mathbf{q} . В приближении (29) - (32), именуемом также релятивистским импульсным приближением, матричный элемент (22) примет следующий вид:

$$\begin{aligned} \mathcal{T}_{r'r}^M &= \sum_{ss'} \int_{|\mathbf{k}|_{min}}^{|\mathbf{k}|_{max}} d|\mathbf{k}| F_k \int_0^{2\pi} d\phi_k f_{r's',sr} \\ &\times \{ \chi_s^\dagger(\boldsymbol{\sigma}\boldsymbol{\xi}_M)\chi_{s'}(G_S - \frac{G_D}{\sqrt{2}})(\frac{s_f}{2} + mP_0') \\ &+ \chi_s^\dagger(\boldsymbol{\sigma}R_q\mathbf{k})\chi_{s'}(\boldsymbol{\xi}_M R_q\mathbf{k}) \frac{3}{\sqrt{2}} G_D \frac{P_0'}{E - m} \\ &- \chi_s^\dagger(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{q})\chi_{s'}(\boldsymbol{\xi}_M R_q\mathbf{k})(G_S + \sqrt{2}G_D) \\ &+ \chi_s^\dagger(\boldsymbol{\sigma}R_q\mathbf{k})\chi_{s'}(\mathbf{q}\boldsymbol{\xi}_M)(G_S - \frac{G_D}{\sqrt{2}}) \\ &+ \chi_s^\dagger\chi_{s'}i([\mathbf{q} \times R_q\mathbf{k}]\boldsymbol{\xi}_M)(G_S - \frac{G_D}{\sqrt{2}}) \}, \end{aligned} \quad (33)$$

$$F_k = \frac{1}{(4\pi)^{3/2}} \frac{|\mathbf{k}|}{|\mathbf{q}|E(M_D - 2E)\sqrt{(s_f/4 - m^2)(E + m)(p_p^0 + m)}}. \quad (34)$$

Здесь вместо амплитуд БС введены соответствующие им вершинные функции $G_{S,D}$ (см. Приложение А), R_q – матрица вращения вокруг оси y на угол θ (угол между вектором \mathbf{q} и осью z):

$$R_q = \begin{pmatrix} \cos \theta & 0 & \sin \theta \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \theta & 0 & \cos \theta \end{pmatrix}, \quad (35)$$

а пределы интегрирования по $|\mathbf{k}|$

$$|\mathbf{k}|_{max,min} = \left| \sqrt{1 + \frac{\mathbf{q}^2}{s_f}} \sqrt{\frac{s_f}{4} - m^2} \pm \frac{|\mathbf{q}|}{2} \right|. \quad (36)$$

Теперь, пользуясь формулами (11) и явным видом матриц Паули, можно вычислить величины $\mathcal{T}_{r'r}^M$ для конкретных значений индексов, и по формулам (13) получить численно амплитуды $\mathcal{A}, \mathcal{B}, \dots \mathcal{F}$. Необходимо только пояснить, как производятся расчеты с амплитудами перезарядки $f_{r's',sr}$. Помимо спиновых индексов они зависят от двух мандельштамовских переменных – от полной энергии подпроцесса перезарядки $s_{pn} = (D/2 + k + p)^2$ (где p – импульс начального протона) и квадрата передачи импульса $t = (n - p)^2$ (общая переменная для подпроцесса и реакции в целом). По кинематике нейтрон в дейтроне (играющий роль начального нейтрона в элементарном подпроцессе) и конечный протон обладают 4- импульсами $D/2 + k$ и $P'/2 + k - q/2$ соответственно, и в общем случае это частицы вне массовой поверхности. Однако в релятивистском импульсном приближении, после интегрирования по δ - функциям $p_p = P'/2 + k - q/2$, и немассовым остается только нейтрон в дейтроне. В работе [26] отмечается, что амплитуды NN -перезарядки весьма слабо зависят от полной энергии и, учитывая малую энергию связи нейтрона в дейтроне, немассовостью нейтрона можно пренебречь. Кроме того, с высокой точностью амплитуду $f_{r's',sr}$ можно вынести из - под интеграла по ϕ_k , что существенно упрощает вычисления. Эти рассуждения являются достаточно общепринятыми

в литературе в расчетах диаграмм протон-дейтронного рассеяния в импульсном приближении, когда немассовая амплитуда подпроцесса заменяется на реальную NN -амплитуду, непосредственно измеряемую на опыте [15, 34, 35, 36].

4 Результаты и выводы

В численных расчетах использовались элементарные амплитуды перезарядки в виде аналитической параметризации [26] или в численном виде, полученные из парциально - волнового анализа¹ различными группами авторов [37, 38]:

$$\begin{aligned} f_1 &= \langle ++ | \mathcal{A}^{ce} | ++ \rangle, & f_2 &= \langle ++ | \mathcal{A}^{ce} | -- \rangle, \\ f_3 &= \langle +- | \mathcal{A}^{ce} | +- \rangle, \\ f_4 &= \langle +- | \mathcal{A}^{ce} | -+ \rangle, & f_5 &= \langle ++ | \mathcal{A}^{ce} | +- \rangle, \end{aligned} \quad (37)$$

где f_i обозначают спиральные амплитуды NN -перезарядки, нормированные условием

$$\frac{d\sigma^{ce}}{dt} = \frac{1}{32\pi s(s-4m^2)} \left\{ \sum_{i=1}^4 |f_i|^2 + 4|f_5|^2 \right\}. \quad (38)$$

Поскольку в матричном элементе (33) амплитуды $f_{r's',sr}$ во-первых, являются спиновыми (не спиральными), а во-вторых, относятся к системе покоя дейтрона, то в численных расчетах в (37) необходимо сперва выполнить Лоренц - буст вдоль вектора $\mathbf{p} + \mathbf{k}$ из с.ц.м. m -системы в лабораторную систему, затем при помощи вignerсовского вращения перевести спиральности частиц в проекции спинов на ось z . С учетом того, что сама процедура Лоренц - буста также приводит к вращению спиральностей [41], всего для каждой частицы потребуется по два вращения спинового состояния (см. Приложение В).

¹Эти амплитуды имеются в свободном доступе в интерактивном режиме, см., например [39, 40]

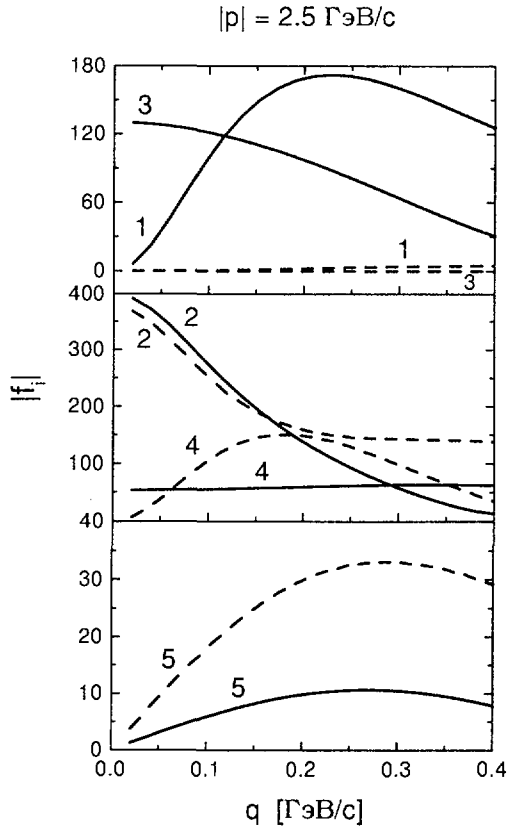


Рис. 2: Модули спиральных амплитуд (37), соответствующие различным параметризациям (см. текст). Амплитуды безразмерны, что следует из формулы (38).

На рис. 2 приведены парциальные амплитуды (37) как функции переданного импульса q при энергии, соответствующей начальному импульсу нуклона в лабораторной системе координат $p = 2.5 \text{ ГэВ/с}$. Сплошные кривые соответствуют результатам парциального волнового анализа [38], прерывистые линии являются результатом параметризации, приведенной в работе [26]. Видно, что парциальные амплитуды, полученные различными группами, существенно отличаются

между собой, и *a priori* трудно отдать предпочтение тем или иным результатам. Для однозначного получения феноменологических амплитуд (37) необходимо большое число (порядка десяти) независимых поляризационных экспериментов, и основным критерием здесь является наиболее точное фитирование экспериментальных данных. Если данных недостаточно, то в определении парциальных амплитуд (37) остаются неопределенности. В этой связи, исследование процесса (1) может существенно дополнить имеющуюся информацию об амплитуде элементарного акта нуклон-нуклонной перезарядки, что уже было отмечено, например, в работе [21].

На рисунках 3 и 4 приведены результаты расчетов дифференциального сечения $\frac{d\sigma}{dt}$ и тензорной анализирующей способности T_{20} для процесса (1) с поляризованными дейтронами при начальном импульсе $p = 2.5$ ГэВ/с с использованием парциальных амплитуд из [38] (сплошные кривые) и амплитуд из [26] (прерывистые кривые). При этом дифференциальное сечение $\frac{d\sigma}{dt}$ получается из сечения (7) интегрированием по интервалам энергии возбуждения пары E_x , соответствующим реальным экспериментальным условиям, т.е.

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_k = \frac{1}{(8\pi)^3\lambda} \int_{R_k} ds_f \sqrt{1 - \frac{4m^2}{s_f}} |M_{fi}|^2, \quad k = 1, 2, 3, \dots, \quad (39)$$

где k нумерует экспериментально достижимые интервалы энергии E_x . Например, на установке SATURN - II [19] было проведено детальное исследование реакции (1) при начальных энергиях, соответствующих импульсам протона $p = 0.444$ ГэВ/с и $p = 0.599$ ГэВ/с, где исследовались интервалы

$$R_1 : \quad 0 \leq E_x \leq 1 \text{ МэВ} \quad (40)$$

$$R_2 : \quad 1 \text{ МэВ} \leq E_x \leq 4 \text{ МэВ} \quad (41)$$

$$R_3 : \quad 4 \text{ МэВ} \leq E_x \leq 8 \text{ МэВ}, \quad (42)$$

причем переменная t принимала значения от 0 до 0.16 (ГэВ/с)². Поэтому для удобства сравнения во всех наших расчетах мы также будем придерживаться этих кинематических областей по E_x и t .

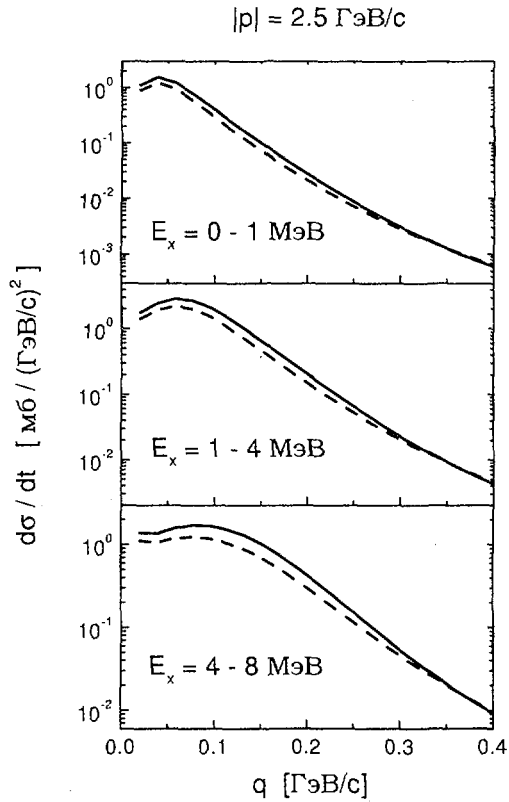


Рис. 3: Неполаризованные дифференциальные сечения (39) для интервалов энергии возбуждения (40) - (42), соответствующие импульсу начального протона $|p| = 2.5 \text{ ГэВ/с}$.

Из рис. 3 видно, что, как и следовало ожидать, дифференциальное сечение не чувствительно к выбору параметризации элементарного сечения перезарядки, поскольку само элементарное сечение (38) не зависит от деталей выбора парциальных амплитуд (37). Совсем другая картина наблюдается при расчетах поляризационных характеристик (14), в которые вклад парциальных амплитуд недиагонален.

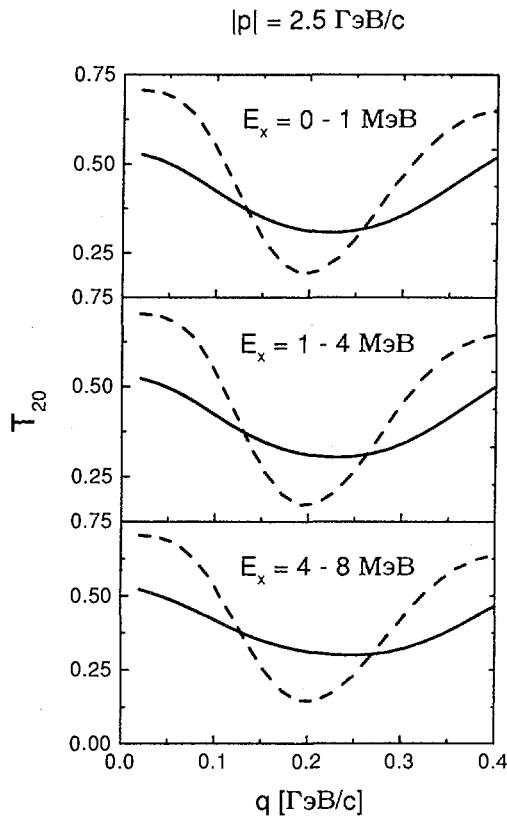


Рис. 4: Тензорные анализирующие способности T_{20} (16), соответствующие тем же условиям, что на рис. (3).

Так, из рис. 4 можно заключить, что поведение тензорной анализирующей способности (16) существенно зависит от выбранной параметризации элементарной амплитуды π , в принципе, экспериментальное исследование T_{20} может давать информацию об относительном вкладе элементарных парциальных амплитуд π о качестве выбранной параметризации.

До настоящего времени пока нет экспериментальных данных по поляризационным характеристикам реакции (1) при высоких энергиях. Однако, как уже было упомянуто, в области начальных энергий в не-

сколько сотен МэВ эта реакция была детально исследована на установке SATURN - II [19] при двух значениях начального импульса $|p|$, 0.444 ГэВ/с и 0.599 ГэВ/с. Хотя эти энергии слишком малы, чтобы принятое в данной работе импульсное приближение работало и чтобы эффектами взаимодействия в начальном и конечном состояниях можно было пренебречь, тем не менее сравнение теоретических результатов с экспериментом весьма информативно.

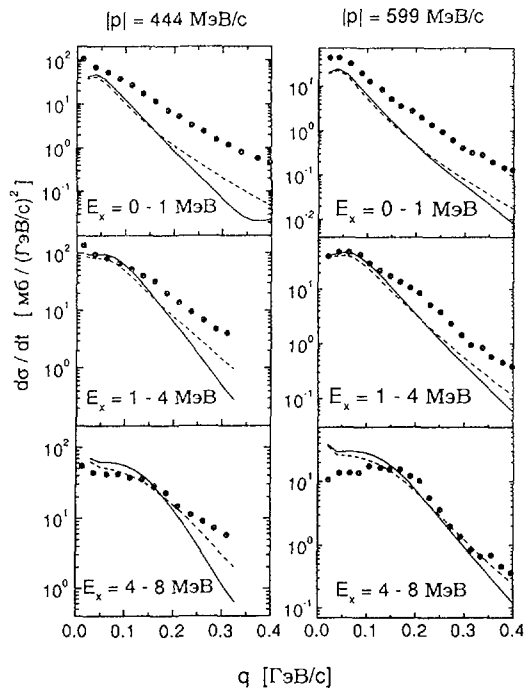


Рис. 5: Неполаризованные дифференциальные сечения (39) соответствующие импульсам начального протона $|p| = 0.444$ ГэВ/с и $|p| = 0.599$ ГэВ/с для интервалов энергии возбуждения (40) - (42). Пояснения по кривым см. в тексте статьи, экспериментальные данные взяты из [19].

На рисунках 5 и 6 представлены результаты численных расчетов дифференциального сечения (39) и тензорной анализирующей способности T_{20} (16), вычисленные по формулам (33) - (34). Сплошные кривые получены с параметризациями спиральных амплитуд из [37, 38], а прерывистые соответствуют работе [26]. Из рис. 5 видно, что общее поведение сечения разумно согласуется с экспериментом при малых значениях переданного импульса $|q|$ примерно до 0.2 ГэВ/с и в интервале энергий возбуждения пары $1 \text{ МэВ} \leq E_x \leq 4 \text{ МэВ}$. В других интервалах E_x и при больших значениях $|q|$ согласие расчетов с экспериментальными данными ухудшается. Из этого можно сразу сделать вывод о том, что в интервале очень малых энергий возбуждения $E_x \sim 0$ взаимодействие двух протонов в конечном состоянии (сильное кулоновское отталкивание) играет существенную роль и пренебрежение этими эффектами недопустимо в этом интервале при любых начальных энергиях. С ростом энергии возбуждения пары роль взаимодействия в конечном состоянии падает и использование импульсного приближения становится более аргументированным, а с ростом начальной энергии и переданного импульса согласие с экспериментом улучшается и, по видимому, предположение о детектировании pp -пары в 1S_0 состоянии справедливо.

К таким же выводам можно прийти из анализа результатов расчета T_{20} , приведенных на рис. 6. Видно, что качественное согласие с экспериментом наблюдается во всем интервале как переданных импульсов, так и энергий возбуждения пары только при использовании параметризации парциальных амплитуд из [37, 38] (сплошные линии). Расчет с амплитудами из [26] приводит к качественно иному поведению и даже к неправильному знаку T_{20} , что однозначно указывает на предпочтительность использования результатов [37, 38]. Поскольку T_{20} определяется отношением двух величин (см. (16)), то ожидается, что роль эффектов взаимодействия в конечном состоянии должна быть подавлена по сравнению с дифференциальным сечением.

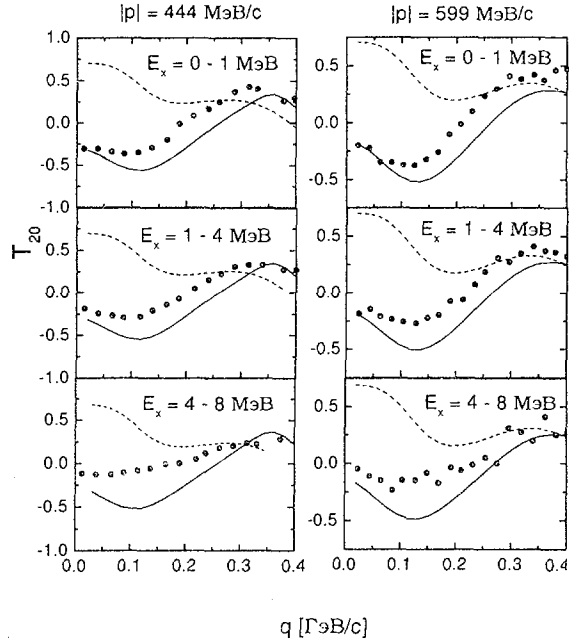


Рис. 6: Тензорные анализирующие способности T_{20} (16), соответствующие тем же условиям, что на рис. (5).

Следовательно, в качественном отношении согласие с экспериментом должно быть примерно одинаковым в любом интервале энергии возбуждения E_x , что и наблюдается на рис. 6. Имеющаяся здесь количественное разногласие, по-видимому, свидетельствует о необходимости учета вклада высших парциальных волн (в частности, триплетного состояния) в конечное состояние протонной пары [15]. Однако для интересующей нас области энергий, реализуемых на COSY и в Дубне ($2 \div 5$ ГэВ), ожидается, что вклад высших волн будет не так заметен (см., например, [21]). Следует отметить, что во всех предыдущих расчетах векторная анализирующая способность строго равна нулю.

$$|p| = 5 \text{ ГэВ/с}$$

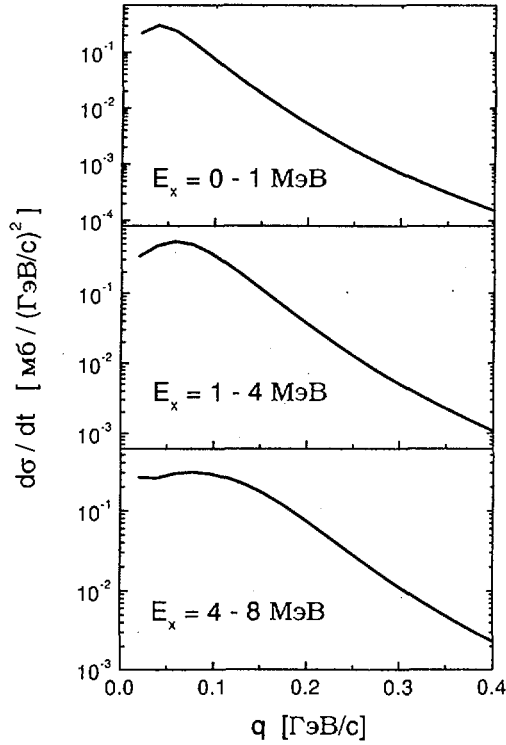


Рис. 7: Неполяризованные дифференциальные сечения (39) для импульса начального протона $|p| = 5 \text{ ГэВ/с}$. Амплитуды нуклон - нуклонной перезарядки взяты из [26].

Итак, можно утверждать, что в интервале энергий возбуждения $1 \text{ МэВ} \leq E_x \leq 4 \text{ МэВ}$ и при относительно малых передачах импульса $|q|$ протонная пара детектируется в 1S_0 состоянии. При этом как в нерелятивистском, так и в релятивистском подходах механизмом реакции с хорошей достоверностью является нуклонная перезарядка в импульсном приближении. С ростом начальной энергии такое приближение становится все более адекватным.

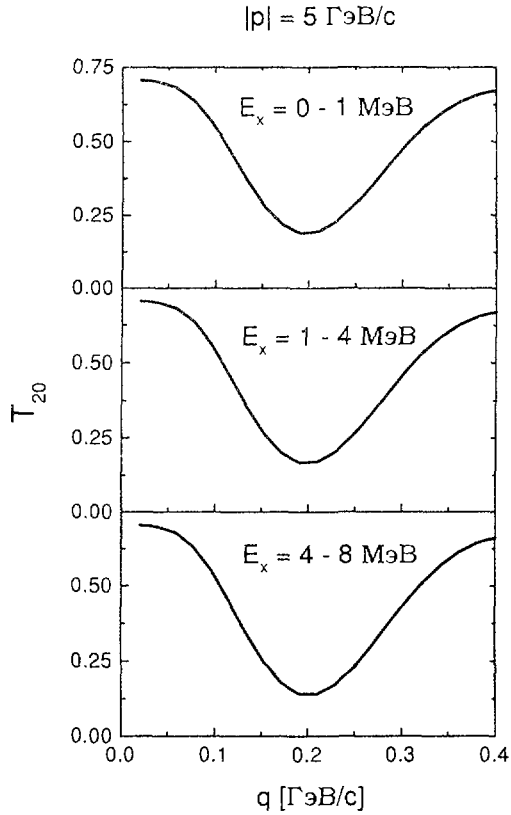


Рис. 8: Тензорные анализирующие способности T_{20} (16) для тех же условий, что на рис. (7).

В рамках этого подхода мы получаем, что дифференциальные сечения достаточно велики для экспериментального исследования поляризационных характеристик реакции (1) с тем, чтобы получить дополнительные сведения об элементарных парциальных амплитудах перезарядки. С другой стороны, наблюдение на опыте в этом же процессе протонной пары с малой энергией возбуждения, одновременно с исчезающей векторной и с существенно ненулевой тензорной анализирующей способностью, может однозначно указывать на характер начальной поля-

ризации дейтрона. Другими словами, эта реакция может служить в качестве хорошего поляриметра не только при малых начальных энергиях [15], но также при промежуточных и релятивистских начальных энергиях. Для полноты изложения, на рисунках 7 и 8 приведены сечения и тензорные анализирующие способности, ожидаемые при энергиях синхрофазотрона в Дубне.

5 Заключение

В ковариантном подходе, основанном на формализме Бете - Солпитера показано, что реакция $\vec{D}(p, n)pp$ с детектированием протонной пары с малой энергией возбуждения может быть использована в качестве эффективного дейтронного поляриметра при промежуточных энергиях (COSY и Дубна) и для получения информации об амплитуде нуклон-нуклонной перезарядки.

В заключение авторы хотели бы выразить свою благодарность А.И. Титову и Ю.Н. Узикову за плодотворные дискуссии и научную поддержку. Авторы (Л.П.К. и С.С.С.) также высоко оценивают гостеприимство, оказанное им в Институте адронной и ядерной физики Исследовательского центра Россендорф (ФРГ), где была выполнена часть данной работы. Эта работа была поддержана программой "Гейзенберг - Ландау" сотрудничества ОИЯИ - ФРГ, а также грантами ВМВФ 06 DR 829/1, WTZ RUS 98/678.

А Амплитуды Бете - Солпитера

1. В лабораторной системе, т.е. в системе покоя, компоненты амплитуды БС для дейтрона, перечисленные в формуле (20), имеют следующую форму [31]:

$$\Psi_{S^{++}}^M(k) = \mathcal{N}(\hat{k}_1 + m) \frac{1 + \gamma_0}{2} \hat{\xi}_M(\hat{k}_2 - m) \psi_S(k_0, |\mathbf{k}|),$$

$$\Psi_{D^{++}}^M(k) = -\frac{\mathcal{N}}{\sqrt{2}}(\hat{k}_1 + m) \frac{1 + \gamma_0}{2}$$

$$\times \left(\hat{\xi}_M + \frac{3}{2|\mathbf{k}|^2} (\hat{k}_1 - \hat{k}_2)(k\xi_M) \right) (\hat{k}_2 - m)\psi_D(k_0, |\mathbf{k}|). \quad (43)$$

Здесь $\xi_M = (0, \boldsymbol{\xi}_M)$, $k_{1,2}$ - 4-векторы на массовой поверхности:

$$k_1 = (E, \mathbf{k}), \quad k_2 = (E, -\mathbf{k}), \quad k = (k_0, \mathbf{k}), \quad E = \sqrt{\mathbf{k}^2 + m^2}. \quad (44)$$

При этом $\hat{k}_{1,2} \equiv k_{1,2}^\mu \gamma_\mu$. Величины $\psi_{S,D}(k_0, |\mathbf{k}|)$ - парциальные амплитуды, связанные с парциальными вершинными функциями:

$$\psi_{S,D}(k_0, |\mathbf{k}|) = \frac{G_{S,D}(k_0, |\mathbf{k}|)}{\left(\frac{M_D}{2} - E\right)^2 - k_0^2}. \quad (45)$$

В формулах (43) нормировочный множитель $\mathcal{N} = \frac{1}{\sqrt{8\pi}} \frac{1}{2E(E+m)}$.

2. Связь между инвариантными функциями b_i разложения (23) с парциальными амплитудами $\phi_i \equiv \phi_i(r_0, |\mathbf{r}|)$ разложения по спин-угловым гармоникам определяется формулами [29]:

$$b_1 = -\frac{\sqrt{2}}{16} a_1 [D_1^- \phi_1 - D_1^+ \phi_2] - \frac{1}{8} a_1 a_2 D_2 \phi_3 + \frac{1}{\sqrt{s_f}} a_2 r_0 \phi_4 \quad (46)$$

$$b_2 = -\frac{1}{4} a_2 \phi_4. \quad (47)$$

$$b_3 = \frac{\sqrt{2}}{2} a_1 m^2 [\phi_1 - \phi_2] - \frac{1}{2} a_1 a_2 (e^2 - 2m^2) \phi_3 + \frac{1}{2\sqrt{s_f}} a_2 r_0 \phi_4 \quad (48)$$

$$b_4 = -\frac{\sqrt{2}}{4} a_1 m^2 [\phi_1 - \phi_2] - a_1 a_2 m^2 \phi_3. \quad (49)$$

Здесь введены обозначения:

$$\begin{aligned} a_1 &= 1/(\sqrt{s_f}e), \quad a_2 = m/|\mathbf{r}|, \\ D_1^\pm &= (\sqrt{s_f} \pm 2e)^2 - 4(4m^2 + r_0^2), \\ D_2 &= s_f + 12e^2 - 16m^2 - 4r_0^2, \end{aligned}$$

и в свою очередь

$$r_0 = \frac{(P', p)}{\sqrt{s_f}}, \quad |\mathbf{r}| = \sqrt{r_0^2 - p^2}, \quad e = \sqrt{\mathbf{r}^2 + m^2}, \quad (50)$$

где p – относительный 4 - импульс в формуле (23). Из (50) очевидно, что введенный здесь 4 - вектор $r = (r_0, \mathbf{r})$ является относительным 4 - импульсом pp - пары в ее системе покоя; везде в данной работе мы будем придерживаться этих обозначений. По аналогии с формулами (43) и (44) определим 4 - векторы на массовой поверхности

$$r_1 = (e, \mathbf{r}), \quad r_2 = (e, -\mathbf{r}), \quad (51)$$

и тогда спин - угловая гармоника для $(++)$ - компоненты амплитуды $\bar{\Psi}_{p_i}$ запишется следующим образом [29]:

$$\Gamma_{1S_0^{++}}(\hat{r}) = \frac{1}{\sqrt{8\pi}(e+m)}(m-\hat{r}_2)\frac{1-\gamma_0}{2}\gamma_5(m+\hat{r}_1). \quad (52)$$

3. Явные выражения для скалярных коэффициентов C_1, C_2, C_3 в формуле (24) таковы:

$$C_1 = B[(\mathbf{p}_p, \mathbf{k})(d_1 - d_2) - (E + m)(p_p^0 + m)(d_1 + d_2) - (\mathbf{q}\mathbf{k})(p_p^0 + m)(d_3 + d_4) - (\mathbf{q}\mathbf{p}_p)(E + m)(d_3 - d_4)] \quad (53)$$

$$C_2 = \frac{3B}{\sqrt{2}(E-m)}[d_1(E - p_p^0 - 2m) - d_2(p_p^0 + E) + (d_4 - d_3)(2\mathbf{k} - \mathbf{q}, \mathbf{q})] \quad (54)$$

$$C_3 = B[d_1 - d_2 + d_3(p_p^0 - E) + d_4(p_p^0 + E + 2m)] \quad (55)$$

где

$$B = 2m\mathcal{N}(M_D/2 - k_0 - E)\frac{1}{\sqrt{4\pi}}\sqrt{\frac{E+m}{p_p^0+m}} \quad (56)$$

$$d_1 = -b_1 - 2b_2 + 2b_3 + (1 + [P'_0(p_1^0 - p_p^0) - p_1^2]/m^2)b_4 \quad (57)$$

$$d_2 = [(P'_0 - 2[p_1^0 - p_p^0])b_2 - P'_0 b_3]/m \quad (58)$$

$$d_3 = (b_2 - b_3)/m \quad (59)$$

$$d_4 = (p_1^0 - p_p^0)b_4/m^2. \quad (60)$$

Здесь введены 4-векторы p_1 (см. (23)) и p_p , причем последний на массовой поверхности:

$$p_1 = \frac{P'}{2} + \mathbf{k} - \frac{q}{2} = (p_1^0, \mathbf{p}_p),$$

$$p_p = (p_p^0, \mathbf{p}_p), \quad p_p^0 = \sqrt{m^2 + \mathbf{p}_p^2}, \quad \mathbf{p}_p = \mathbf{k} - \mathbf{q}. \quad (61)$$

В приближении плоских волн $p_i^0 = p_p^0$, и формулы (57)-(60) существенно упрощаются.

В Спиральные вращения Вика

По определению, состояние с определенными импульсом \mathbf{p} и спиральностью λ в некоторой системе отсчета \mathcal{O} получается из состояния с определенной проекцией спина s_z с помощью преобразования Лоренца из системы покоя \mathcal{O}_{rest} к \mathcal{O} , т.е.:

$$|\mathbf{p}; \lambda\rangle \equiv |\overset{0}{p}, s, s_z\rangle_{\mathcal{O}} \quad (62)$$

где $\overset{0}{p} = (m, 0, 0, 0)$. Преобразование Лоренца $h(\mathbf{p})$ представляет собой последовательность двух операций: i) буста $l_z(v)$ вдоль оси z , где v – скорость частицы в \mathcal{O} , ii) вращения от направления оси z к \mathbf{p} , т.е. $\mathcal{O} = r^{-1}(\phi, \theta, 0)l_z^{-1}(v)\mathcal{O}_{rest}$.

Предположим теперь, что имеется состояние $|\mathbf{p}; \lambda\rangle$, заданное в системе отсчета \mathcal{O} , и необходимо выяснить, как оно преобразуется при переходе в другую систему \mathcal{O}' , связанную с \mathcal{O} преобразованием Лоренца l :

$$|\mathbf{p}; \lambda\rangle_{\mathcal{O}'} = U(l^{-1})|\mathbf{p}; \lambda\rangle. \quad (63)$$

Из определения спиральных состояний будем иметь:

$$U(l^{-1})|\mathbf{p}; \lambda\rangle = U(l^{-1})U[h(\mathbf{p})]|\overset{0}{p}; \lambda\rangle, \quad (64)$$

где $h(\mathbf{p})$ – соответствующее преобразование Лоренца $\overset{0}{p} \rightarrow p$. Домножим (64) на единицу, $U[h(\mathbf{p}')]U^{-1}[h(\mathbf{p}')] = 1$, где $h(\mathbf{p}')$ – преобразование, которое дает спиральное состояние $|\mathbf{p}'; \lambda\rangle = U[h(\mathbf{p}')]|\overset{0}{p}; \lambda\rangle$ с тем же вектором \mathbf{p}' , что получается из \mathbf{p} при переходе от \mathcal{O} к \mathcal{O}' . Получим:

$$U(l^{-1})|\mathbf{p}; \lambda\rangle = U[h(\mathbf{p}')] \mathcal{R} |\overset{0}{p}; \lambda\rangle \quad (65)$$

Здесь операция $\mathcal{R} = U^{-1}[h(\mathbf{p}')]U(l^{-1})U[h(\mathbf{p})]$ представляет собой последовательность преобразований $\overset{0}{p} \rightarrow p \rightarrow p' \rightarrow \overset{0}{p}$, т.е. не что иное как

трехмерное вращение. Тогда

$$|\mathbf{p}, \lambda\rangle_{\mathcal{O}'} = D_{\lambda\lambda'}^{(s)}(\omega)|\mathbf{p}', \lambda'\rangle, \quad (66)$$

где ω – совокупность углов Эйлера, описывающих вращение. В случае, когда преобразование Лоренца есть обычный буст вдоль оси z со скоростью β , то ω – это единственный угол вращения вокруг оси Y :

$$\cos \omega = \cos \theta' \cos \theta + \gamma \sin \theta' \sin \theta, \quad (67)$$

Как обычно, $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, а θ и θ' – полярные углы вектора \mathbf{p} в системах \mathcal{O} и \mathcal{O}' соответственно. Эта операция известна как вращение спиральностей Вика, в отличие от канонического вигнеровского вращения спинов. В нашем случае ось z для буста будет направлена вдоль вектора $(\mathbf{k} + \mathbf{p})$.

Литература

- [1] S. Ishida, H. Sakai, H. Okamura, H. Otsu et al., Phys. Lett. **B314** (1993) 279;
H. Sakai, T. Wakasa, T. Nonaka, H. Okamura et al., Nucl. Phys. **A631** (1998) 757c.
- [2] M. Morlet et al., Phys. Lett. **B247** (1990) 228.
- [3] TJNAF experiments 94-018, "Measurement of the Deuteron Polarization at Large Momentum Transvers in $D(e, e')D$ Scattering", Spokespersons: S. Kox and E.J. Beise, http://www.jlab.org/ex_prog.
- [4] E. Tomasi-Gustafsson, "New Information on Nucleon and Deuteron Form Factors through Deuteron Polarization Observables", Proc. of *XIV International Seminar On High Energy Physics Problems* Dubna, August 17-22, 1998 (transparencies are available via <http://pc7236.jinr.ru/ishepp/tr>)
- [5] I.M. Sitnik et al., JINR Rapid Communication 2(70)-95, p. 19, "The measurement of spin correlations in the reaction $D+p \rightarrow p+D$ (Proposal)", Dubna (1995)
- [6] R.G. Arnold, C.E. Carlson and F. Gross, Phys. Rev. **C23** (1981) 363.
- [7] M.P. Rekalov, I.M. Sitnik, Phys. Lett. **B 356** (1995) 434;
L.S. Azhgirei et al., Phys. Lett. **B 361** (1995) 21.
- [8] V.G. Ableev et al., Nucl. Phys. **A 393** (1983) 491;
C.F. Perdrisat, V. Punjabi, Phys. Rev. **C 42** (1990) 1899;
B. Kühn, C.F. Perdrisat, E.A. Stokovskiy, Phys. Lett. **B312** (1994) 298;
A.P. Kobushkin, A.I. Syamtomov, C.F. Perdrisat, V. Punjabi, Phys. Rev. **C 50** (1994) 2627;
J. Erö et al., Phys. Rev. **C 50** (1994) 2687;
J. Arvieux et al., Nucl. Phys. **A 431** (1984) 6132.

- [9] V.I. Komarov (spokesman) et al., COSY proposal #20 "Exclusive deuteron break-up study with polarized protons and deuterons at COSY",
 V.I. Komarov et al., KFA Annual Rep. Jülich (1995) 64,
 A.K. Kacharava et al., JINR Communication E1-96-42, Dubna, 1996,
 C.F. Perdrisat (spokesperson) et al., COSY proposal #68.1 "Proton-to-proton polarization transfer in backward elastic scattering"
- [10] M.P. Rekalov, N.M. Piskunov, I.M. Sitnik, *Few Body Syst.* **23** (1998) 187; E4-96-328, Preprint JINR, Dubna, 1996; *Russian J. Nucl. Phys.* **57** (1994) 2089.
- [11] V.P. Ladygin, N.B. Ladygina, *J. Phys. G* **23** (1997) 847;
 V.P. Ladygin, *Phys. Atom. Nucl.*, **60** (1997) 1238.
- [12] L.P. Kaptari, B. Kämpfer, S.M. Dorkin, S.S. Semikh, *Phys. Rev.* **C57** (1998) 1097.
- [13] W. Grüebler, P.A. Schmelzbach and V. König, *Phys. Rev.* **C22** (1980) 2243.
- [14] J. Yonnet et. al., "Test of New High Energy Deuteron Vector and Tensor Polarimeter HYPOM", *Proc. of XIII International Seminar On High Energy Physics Problems*, Dubna, September 2 - 7, 1996.
- [15] D.V. Bugg, C. Wilkin, *Phys. Lett.* **B152** (1985) 37; D.V. Bugg, C. Wilkin, *Nucl. Phys.* **A467** (1987) 575.
- [16] S. Kox et. al., *Nucl. Instrum. Methods* **A346** (1994) 527.
- [17] T. Motobayashi et al., *Phys. Lett.* **B233** (1989) 69.
- [18] J. Carbonell, M. Barbaro and C. Wilkin, *Nucl. Phys.* **A529** (1991) 653.
- [19] S. Kox et. al., *Nucl. Phys.* **A556** (1993) 621.
- [20] D.V. Bugg, A. Hasan and R.L. Shypit, *Nucl. Phys.* **A477** (1988) 546;
 C. Furget et. al., *Nucl. Phys.* **A631** (1998) 747.

- [21] B.S. Aladashvili et. al., Nucl. Phys. **B86** (1975) 461.
- [22] H.H. Heckman et al., Phys. Lett. **35** (1975) 152.
- [23] Л.П. Каптарь, А.И. Титов, ЯФ, т. **39** (1984) 612.
- [24] A.Yu. Umnikov, L.P. Kaptari, F.C Khanna, Phys. Rev. **C56**, 1700 (1997),
A.Yu. Umnikov, L.P. Kaptari, K.Yu. Kazakov, F.C. Khanna. Phys. Lett. **B334**, 163 (1994)
- [25] A.Yu. Umnikov, Z. Phys. **A357**, 333 (1997)
- [26] A. Bouquet, B. Diu, Nuovo Cimento **35A** (1975) 157.
- [27] P.W. Keaton, Jr., J.L. Gammel and G.G. Ohlsen, Ann. Phys. **85** (1974) 152.
- [28] S. Mandelstam, Proc. Roy. Soc. (London) **A233** (1955) 123.
- [29] S.G. Bondarenko, V.V. Burov, M. Beyer, S.M. Dorkin, Phys. Rev. **C58** (1998) 3143.
- [30] J.J.Kubis, Phys. Rev. **D6** (1972) 547.
- [31] L.P. Kaptari, A.Yu. Umnikov, S.G. Bondarenko, K.Yu. Kazakov, F.C. Khanna, B. Kämpfer, Phys. Rev. **C54** (1996) 986.
- [32] A.Yu.Korchin, A.V.Shebeko, *preprint KFTI 88-56* (1988).
- [33] G.C. Wick, Phys. Rev. **96** (1954) 1124.
- [34] V.M. Kolybasov, N.Ya. Smorodinskaya, Phys. Lett. **B 37** (1971) 272.
- [35] L.P. Kaptari, B. Kämpfer, S.M. Dorkin, S.S. Semikh, Few - Body Systems **27** (1999) 189.
- [36] L.P. Kaptari, B. Kämpfer, S.M. Dorkin, S.S. Semikh, Phys. Lett. **B 404** (1997) 8.
- [37] V.G.J. Stoks, R.A.M. Klomp, M.C.M. Rentmeester, J.J. de Swart, Phys. Rev. **C48** (1993) 792.

- [38] R.A. Arndt, I.I. Strakovsky, R.L. Workman, e-print archive: nucl-th/0004039, to be published in Phys. Rev. C.
- [39] <http://nn-online.sci.kun.nl>
- [40] <http://said.phys.vt.edu>. Рекомендуется использовать на том же сайте telnet - версию программы как более полную. login: said. пароль не требуется.
- [41] C. Bourrely, E. Leader, J. Soffer, Phys. Rep. **59**, 95 (1980)

Рукопись поступила в издательский отдел
20 сентября 2000 года.