

P1-2004-118

Л. С. Ажгирей*, С. В. Афанасьев, В. Н. Жмыров, Л. С. Золин,
В. И. Иванов, А. Ю. Исупов, В. П. Ладыгин, А. Г. Литвиненко,
В. Ф. Переседов, А. Н. Хренов, Н. П. Юдин¹

ТЕНЗОРНАЯ АНАЛИЗИРУЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ
ФРАГМЕНТАЦИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ДЕЙТРОНОВ
КАК СПОСОБ ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУРЫ
ДЕЙТРОНА В ДИНАМИКЕ СВЕТОВОГО ФРОНТА

Направлено в журнал «Ядерная физика»

*E-mail: azhgirey@jinr.ru

¹Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова

Ажгирей Л. С. и др.

P1-2004-118

Тензорная анализирующая способность фрагментации релятивистских дейтронов как способ исследования структуры дейтрона в динамике светового фронта

На синхрофазотроне ОИЯИ получены новые данные о векторной A_y и тензорной A_{yy} анализирующих способностях реакции ${}^9\text{Be}(d, p)X$ при начальном импульсе дейтронов 5 ГэВ/с и угле испускания протонов 178 мрад. Экспериментальные данные о A_{yy} анализируются в рамках подхода, основанного на динамике светового фронта, с использованием релятивистской волновой функции дейтрона, полученной Кармановым и др. Показано, что в этом приближении удается объяснить полученные данные без привлечения дополнительных степеней свободы в отличие от вычислений со стандартными нерелятивистскими волновыми функциями дейтрона.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий им. В. И. Векслера и А. М. Балдина и Лаборатории ядерных проблем им. В. П. Дзелепова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2004

Перевод авторов

Azhgirey L. S. et al.

P1-2004-118

Tensor Analyzing Power of the Relativistic Deuteron Fragmentation as a Means of Study of Deuteron Structure in the Framework of Light-Front Dynamics

New data on the tensor analyzing power A_{yy} of the ${}^9\text{Be}(d, p)X$ reaction at an initial deuteron momentum of 5 GeV/c and a proton detection angle of 178 mrad have been obtained at the JINR Synchrophasotron. The data obtained are analyzed within the framework of an approach based on the light-front dynamics using Karmanov's relativistic deuteron wave function. In contrast to the calculations with standard non-relativistic deuteron wave functions, we have managed to explain the new data within the framework of our approach without invoking degrees of freedom additional to nucleon ones.

The investigation has been performed at the Veksler and Balдин Laboratory of High Energies and the Dzhelepov Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2004

ВВЕДЕНИЕ

Измерение поляризационных характеристик реакции фрагментации дейтрона при промежуточных и высоких энергиях по-прежнему остается одним из основных инструментов для исследования структуры дейтрона и, в более широком контексте, одной из центральных проблем релятивистской физики адронов. Результаты проведенных в Сакле [1–4] и Дубне [5–10] опытов с пучками поляризованных дейтронов породили сомнение в правильности описания структуры дейтрона на малых расстояниях с помощью волновых функций, полученных из нерелятивистских волновых функций путем кинематического преобразования переменных (см., например, [11, 12]). В пользу такого сомнения свидетельствуют, в частности, следующие факты.

Прежде всего, выражение для тензорной анализирующей способности T_{20} реакции фрагментации дейтрона $A(d, p)X$ в импульсном приближении (ИП) имеет вид $T_{20} \sim w(k)[\sqrt{8}u(k) - w(k)]$, где $u(k)$ и $w(k)$ — соответственно волновые функции S - и D -состояний дейтрона в импульсном пространстве, а k — внутренний импульс нуклонов в дейтроне (определенный в системе светового фронта). Для стандартных волновых функций дейтрона ожидается, что зависимость T_{20} от k должна менять знак при $k \sim 0,5$ ГэВ/ c , но в эксперименте этого не наблюдается.

Далее, в рамках ИП импульсная зависимость анализирующей способности T_{20} полностью определяется волновой функцией дейтрона в импульсном пространстве, которая является функцией единственной переменной k . Но экспериментально показано [10], что данные о T_{20} для процесса беспионного развала дейтрона $dp \rightarrow ppn$ в кинематической области, близкой к упругому dp -рассеянию назад в с. ц. м., кроме k , зависят и от начального импульса дейтронов. Это привело к предположению, что для адекватного описания связанного состояния двух нуклонов в дополнение к k нужна новая переменная.

Наконец, в пользу этого же предположения свидетельствуют и выполненные недавно измерения тензорной анализирующей способности A_{yy} процесса фрагментации релятивистских дейтронов на ядрах с испусканием протонов с большими поперечными импульсами [13, 14]. Из полученных данных следует, что величина A_{yy} при фиксированных значениях продольного импульса протонов сильно зависит от их поперечного импульса; кроме того, оказывается, что величины A_{yy} , отнесенные к фиксированным значениям k , проявляют заметную зависимость от угла между векторами \mathbf{k} и \mathbf{n} — единичной нормалью к поверхности светового фронта. Все эти факты не укладываются в традиционные теоретические схемы описания поляризационных наблюдаемых реакции $A(d, p)X$.

Конечно, упомянутые выше особенности могут быть связаны с различными факторами. Например, один из них может состоять в том, что для объяснения экспериментальных данных использовался слишком простой (полюсный) механизм. Однако имеются серьезные причины полагать, что этот механизм достаточно эффективен для описания рассматриваемых процессов [15]. Так, недавно было показано [16], что основные особенности экспериментальных данных о тензорной анализирующей способности процесса фрагментации релятивистских дейтронов на ядрах с испусканием протонов с большими поперечными импульсами можно объяснить в рамках простого полюсного механизма в динамике светового фронта [17] с использованием релятивистской волновой функции дейтрона, полученной в работе [18]. Учитывая этот результат, мы выдвигаем предположение, что ключевым моментом в описании экспериментальных данных, полученных с пучками поляризованных дейтронов, является не столько рафинированное рассмотрение механизма, сколько правильный учет релятивистских свойств реакции.

Эти свойства можно учитывать различными способами. Но из-за необходимости введения дополнительной переменной для описания релятивистского дейтрона мы остановились на подходе, развитом Кармановым и др. [18–20]. В этом подходе релятивистский дейтрон описывается волновой функцией более общего вида, чем в нерелятивистском случае: теперь она зависит от двух импульсов, продольного и поперечного. В нерелятивистском пределе эти компоненты сворачиваются в модуль импульса и нерелятивистская функция зависит только от одной нетривиальной переменной. Новое соотношение между продольной и поперечной компонентами импульса внутриядерного движения, установленное в [18–20], отличается от того, которое диктуется суперпозицией S - и D -волн в нерелятивистских волновых функциях дейтрона.

В настоящей работе мы приводим результаты новых измерений векторной A_y и тензорной A_{yy} анализирующих способностей инклюзивной фрагментации дейтронов на бериллии, ${}^9\text{Be}(d, p)X$, при начальном импульсе дейтронов 5 ГэВ/с и угле испускания вторичных протонов 178 мрад в л. с., проведенных для сравнения с результатами расчетов в рамках динамики светового фронта с использованием различных волновых функций дейтрона.

Настоящий эксперимент проводился с бериллиевой мишенью, чтобы увеличить скорость набора данных. Заметим, однако, что в измерениях импульсных спектров протонов, испущенных под углами 103, 139 и 157 мрад в л. с. в процессе фрагментации дейтронов с импульсом 9 ГэВ/с на водородной, дейтериевой и углеродной мишенях, было показано [21], что форма высокоимпульсных частей спектров протонов (за исключением участка шириной около ± 80 МэВ/с в максимуме спектров) не зависит от атомного номера мишени и определяется только структурой дейтрона и механизмом дейтрон-нуклонного взаимодействия. Подобное же заключение было сделано и на основании данных о развале дейтронов под углом 0° [5]. Что же касается результа-

тов измерения тензорной анализирующей способности T_{20} развала дейтронов под углом 0° [2, 6, 7], то они показали, что систематическая разница между данными, полученными с водородной и ядерными мишенями, не превышает 20%. Следовательно, многократное рассеяние невелико и ядерные мишени также пригодны для получения информации о структуре дейтрона.

1. ЭКСПЕРИМЕНТ

Эксперимент был выполнен на выведенном пучке поляризованных дейтронов синхрофазотрона ОИЯИ с помощью установки СФЕРА. Экспериментальная установка описана в работах [14, 22, 23]. Здесь мы приведем лишь основные моменты экспериментальной процедуры.

Пучок тензорно-поляризованных дейтронов с импульсом 5 ГэВ/с, длительностью 0,5 с и интенсивностью $5 \cdot 10^8$ частиц на импульс ускорителя падал на бериллиевую мишень толщиной 16 см. Интенсивность пучка мониторировалась ионизационной камерой, расположенной перед мишенью, и двумя телескопами сцинтилляционных счетчиков. Положение пучка и его размеры в определенных местах ионопровода контролировались в каждом импульсе с помощью аппаратуры системы медленного вывода. Размеры пучка в месте расположения мишени составляли $\sigma_x \sim 0,4$ см и $\sigma_y \sim 0,9$ см в горизонтальном и вертикальном направлениях соответственно.

Поляризованные дейтроны производились ионным источником ПОЛЯРИС [24]. Ось квантования спина была перпендикулярна плоскости, содержащей среднюю орбиту пучка в ускорителе. Знак поляризации пучка менялся циклически от импульса к импульсу ускорителя. Тензорная поляризация пучка определялась по результатам измерения асимметрии протонов с импульсом $p_p \sim \frac{2}{3}p_d$, испущенных под углом 0° в реакции $A(d, p)X$ [25]. Значения тензорной поляризации в эксперименте составили $p_{zz}^+ = 0,716 \pm 0,043$ и $p_{zz}^- = -0,756 \pm 0,027$ для положительного и отрицательного направлений поляризации пучка соответственно. Результаты измерения тензорной компоненты поляризации пучка дейтронов показаны на рис. 1.

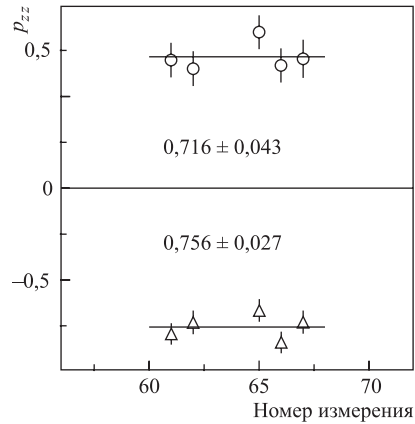


Рис. 1. Тензорная поляризация пучка дейтронов в эксперименте

Векторная поляризация пучка непрерывно мониторировалась в ходе эксперимента путем измерения асимметрии квазиупругого pp -рассеяния на помещенной в пучок тонкой мишени из полиэтилена. Значения векторной поляризации были получены в результате измерения асимметрии в рассеянии

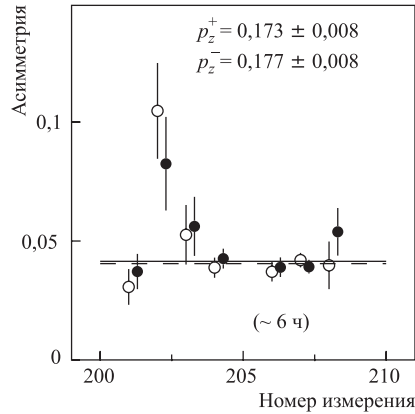


Рис. 2. Векторная компонента поляризации пучка дейтронов в ходе эксперимента

протонов с импульсом 2,5 ГэВ/с на угол 14° . Значение анализирующей способности поляриметра было взято равным 0,235 [26]. Значения векторной поляризации пучка составили $p_z^+ = 0,173 \pm 0,008$ и $p_z^- = 0,177 \pm 0,008$ для положительного и отрицательного направлений поляризации пучка соответственно. Результаты мониторинга векторной компоненты поляризации пучка дейтронов приведены на рис. 2.

Данные были получены для четырех значений импульса вторичных частиц в интервале от 2,7 до 3,6 ГэВ/с. При этом исследовалась область поперечных импульсов протонов от 0,49 до 0,65 ГэВ/с. Частицы, испущенные из мишени под углом 178 мрад, транспортировались к регистрирующей аппаратуре с помощью магнитных элементов.

Импульсный и угловой аксептансы установки определялись путем моделирования методом Монте-Карло с учетом параметров падающего пучка дейтронов, ядерных взаимодействий и многократного рассеяния в мишени, воздухе, окошках и детекторах, энергетических потерь первичных и вторичных частиц и т. п. Результаты моделирования импульсного аксептанса для регистрации вторичных протонов для четырех значений их импульса показаны на рис. 3. Аксептансы по импульсу и полярному углу составили $\Delta p/p \sim \pm 2\%$ и ± 18 мрад соответственно.

Наряду с вторичными протонами аппаратурой регистрировались дейтроны от неупругого рассеяния. Зарегистрированные частицы идентифицировались в процессе обработки данных после проведения эксперимента по результатам двух независимых измерений времени пролета на базе длиной ~ 28 м. Разрешение по времени пролета было лучше чем $0,2$ нс (1σ). Фон от неупруго рассеянных дейтронов был пренебрежимо мал при 2,7 ГэВ/с и возрастал по мере увеличения импульса вторичных частиц. В ходе обработки данных отбирались только те события, для которых оба измеренных времени пролета

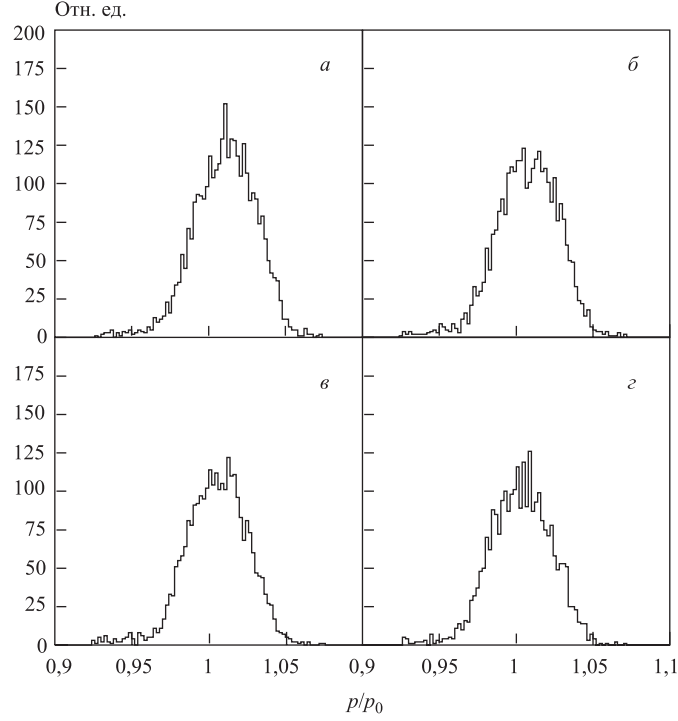


Рис. 3. Импульсные акцептансы для регистрации вторичных протонов с импульсами 2,7, 3,0, 3,3 и 3,6 ГэВ/с (*a*, *б*, *в* и *г* соответственно), полученные путем моделирования методом Монте-Карло

удовлетворяли установленным критериям отбора. Корреляции времяпролетных спектров, полученных при четырех значениях импульсов вторичных частиц, показаны на рис. 4; они демонстрируют полное разделение вторичных протонов и дейтронов.

Тензорная A_{yy} и векторная A_y анализирующие способности вычислялись из чисел протонов n^+ , n^- и n^0 , зарегистрированных для различных состояний поляризации пучка, приведенных к одинаковой интенсивности пучка, с помощью выражений

$$\begin{aligned}
 A_{yy} &= 2 \frac{p_z^-(n^+/n^0 - 1) - p_z^+(n^-/n^0 - 1)}{p_z^- p_{zz}^+ - p_z^+ p_{zz}^-}, \\
 A_y &= -\frac{2}{3} \frac{p_{zz}^-(n^+/n^0 - 1) - p_{zz}^+(n^-/n^0 - 1)}{p_z^- p_{zz}^+ - p_z^+ p_{zz}^-}. \quad (1)
 \end{aligned}$$

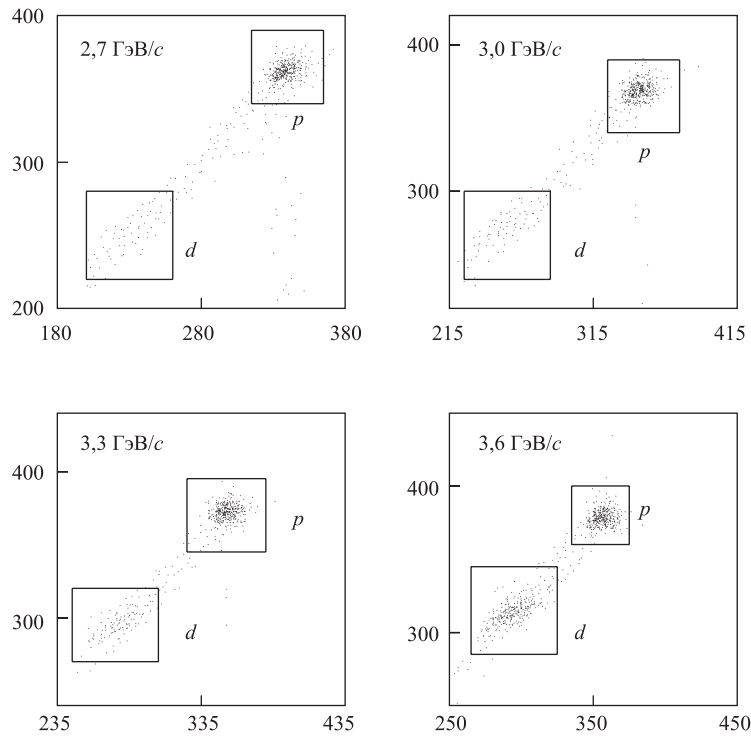


Рис. 4. Корреляции между двумя независимыми измерениями времени пролета частиц для четырех значений импульса, приведенных на рисунке. Вдоль осей даны показания времяпролетных кодировщиков в относительных единицах

Тензорная A_{yy} и векторная A_y анализирующие способности реакции ${}^9\text{Be}(d, p)\text{X}$ при начальном импульсе дейтронов 4,977 ГэВ/с и угле испускания протонов 178 мрад

p , ГэВ/с	Δp (RMS), ГэВ/с	x	p_T , ГэВ/с	$A_{yy} \pm \Delta A_{yy}$	$A_y \pm \Delta A_y$
2,728	0,058	0,537	0,490	$0,030 \pm 0,029$	$0,130 \pm 0,041$
3,021	0,062	0,591	0,544	$0,158 \pm 0,060$	$0,202 \pm 0,048$
3,315	0,067	0,646	0,597	$0,081 \pm 0,034$	$0,001 \pm 0,048$
3,610	0,072	0,701	0,651	$0,133 \pm 0,048$	$0,480 \pm 0,067$

Примечание. Здесь p — импульс протона в л. с., Δp — ширина импульсного аксептанса, x и p_T — переменные светового фронта. Приведены только статистические ошибки.

Полученные в эксперименте значения анализирующих способностей приведены в таблице. Там же даны значения импульсов вторичных протонов, ширины на полувысоте импульсных аксептансов Δp , значения поперечных импульсов p_T и долей продольных импульсов x , полученные методом Монте-Карло. Среднее значение импульса первичного пучка дейтронов из-за энергетических потерь в мишени составляло 4,977 ГэВ/с. Отметим, что приведенные значения p_T отличаются от значений, вытекающих из выражения $p_T = p \sin \theta$ ($\theta = 178$ мрад), из-за эффектов ядерных взаимодействий и многократного рассеяния. Ошибки, приведенные в таблице, являются чисто статистическими; возможные систематические ошибки оцениваются равными $\sim 5\%$.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ ФОН

В работе [16] дан вывод выражений для вычисления тензорной анализирующей способности реакции $A(d, p)X$, основанный на формализме динамики светового фронта, и обсуждаются различные аспекты этого подхода. Однако краткое обсуждение моментов, имеющих отношение к анализу новых данных, представляется нам целесообразным.

Механизм фрагментации дейтрона (d, p) можно представить в виде диаграмм Фейнмана, показанных на рис. 5. Здесь d — налетающий дейтрон, p — протон мишени, p_1 — регистрируемый протон, b — виртуальный нуклон (находящийся вне массовой поверхности), p_2, p_3 — нуклоны. Кроме нуклонов, в нижних вершинах могут рождаться один или несколько пионов. Диаграмма 1 отвечает случаю, когда регистрируется протон от стриппинга, а в нижней вершине имеет место np -взаимодействие. В диаграммах 2 и 3 нижние вершины соответствуют обменному np - и упругому pp -рассеянию.

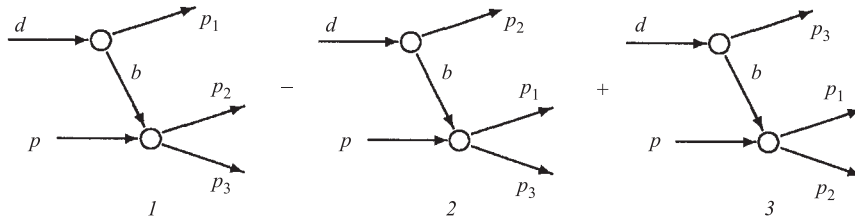


Рис. 5. Диаграммы Фейнмана, описывающие фрагментацию дейтронов на протонах

Анализирующая способность $T_{\kappa q}$ реакции (d, p) дается обычным выражением

$$T_{\kappa q} = \frac{\int d\tau Sp\{\mathcal{M} \cdot t_{\kappa q} \cdot \mathcal{M}^\dagger\}}{\int d\tau Sp\{\mathcal{M} \cdot \mathcal{M}^\dagger\}}, \quad (2)$$

где $d\tau$ — элемент фазового объема, а оператор $t_{\kappa q}$ определяется соотношением

$$\langle m | t_{\kappa q} | m' \rangle = (-1)^{1-m} \langle 1 m 1 - m' | \kappa q \rangle,$$

причем $\langle 1 m 1 - m' | \kappa q \rangle$ — коэффициент Клебша–Гордана, \mathcal{M} — амплитуда реакции, \mathcal{M}^\dagger — амплитуда, эрмитово-сопряженная \mathcal{M} , а S_p означает суммирование по диагональным элементам спиновых матриц.

Амплитуду реакции ${}^1\text{H}(d, p)X$ в динамике светового фронта можно записать в виде

$$\mathcal{M} = \frac{\mathcal{M}(d \rightarrow p_1, b)}{(1-x)(M_d^2 - M^2(k))} \mathcal{M}(bp \rightarrow p_2, p_3), \quad (3)$$

где $\mathcal{M}(d \rightarrow p_1, b)$ — амплитуда развала дейтрона на протон-спектатор p_1 и немассовую частицу b , а $\mathcal{M}(bp \rightarrow p_2, p_3)$ — амплитуда реакции $bp \rightarrow p_2 p_3$ (в случае диаграммы 1 на рис. 5, с очевидной заменой индексов для диаграмм 2 и 3). Отношение

$$\psi(x, p_{1T}) = \frac{\mathcal{M}(d \rightarrow p_1, b)}{M_d^2 - M^2(k)} \quad (4)$$

есть не что иное, как волновая функция дейтрона в канале (b, N) ; здесь p_{1T} — перпендикулярная оси z компонента импульса p_1 . Переменные светового фронта $p_T \equiv p_{1T}$ и x (доля продольного импульса дейтрона, уносимая протоном в системе бесконечного импульса) даются выражениями

$$x = \frac{E_p + p_{pl}}{E_d + p_d}, \quad k = \sqrt{\frac{m_p^2 + \mathbf{p}_T^2}{4x(1-x)} - m_p^2}, \quad (5)$$

где E_d и p_d — энергия и импульс налетающего дейтрона соответственно, p_{pl} — продольная компонента \mathbf{p}_1 , а m_p — масса нуклона. Величина $M^2(k)$ дается выражением

$$M^2(k) = \frac{m^2 + p_{1T}^2}{x} + \frac{b^2 + p_{1T}^2}{1-x}, \quad (6)$$

где b^2 — квадрат инвариантной массы обмениваемой частицы.

В предыдущих работах [21] общие особенности спектров протонов с поперечными импульсами от 0,5 до 1 ГэВ/с, образованных в реакции (d, p) неполяризованными дейтронами с начальным импульсом 9 ГэВ/с, были удовлетворительно воспроизведены на основе диаграмм (см. рис. 5) в рамках динамики светового фронта. В тех расчетах волновая функция дейтрона в динамике светового фронта получалась из нерелятивистской волновой функции с помощью кинематического преобразования от переменных в мгновенной форме динамики к переменным светового фронта. Однако попытки описать

в рамках этого же подхода тензорную анализирующую способность A_{yy} реакции $^{12}\text{C}(d, p)X$ при начальном импульсе дейтронов 9 ГэВ/с и угле испускания протонов 85 мрад оказались неудачными [14]. Простой кинематический переход от нерелятивистской волновой функции дейтрона к волновой функции динамики светового фронта, по-видимому, не учитывает существенных особенностей спиновой структуры релятивистского дейтрона.

Релятивистская волновая функция дейтрона в динамике светового фронта была найдена в работе [18]. Она выражается через шесть инвариантных относительно вращений функций f_1, \dots, f_6 , зависящих от двух скалярных переменных k и $z = \cos(\widehat{\mathbf{k}\mathbf{n}})$, определяющих состояние дейтрона, и имеет вид

$$\begin{aligned} \psi(\mathbf{k}, \mathbf{n}) = & \frac{1}{\sqrt{2}}\sigma f_1 + \frac{1}{2} \left[\frac{3}{k^2} \mathbf{k}(\mathbf{k} \cdot \sigma) - \sigma \right] f_2 + \frac{1}{2} [3\mathbf{n}(\mathbf{n} \cdot \sigma) - \sigma] f_3 + \\ & + \frac{1}{2k} [3\mathbf{k}(\mathbf{n} \cdot \sigma) + 3\mathbf{n}(\mathbf{k} \cdot \sigma) - 2\sigma(\mathbf{k} \cdot \mathbf{n})] f_4 + \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{i}{k} [\mathbf{k} \times \mathbf{n}] f_5 + \frac{\sqrt{3}}{2k} [[\mathbf{k} \times \mathbf{n}] \times \sigma] f_6. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь \mathbf{k} — импульс нуклонов в их с. ц. м., \mathbf{n} — единичная нормаль к поверхности светового фронта, σ — матрицы Паули. Переменная k определена выше, а

$$(\mathbf{n} \cdot \mathbf{k}) = \left(\frac{1}{2} - x \right) \cdot \sqrt{\frac{m_p^2 + \mathbf{P}_T^2}{x(1-x)}}, \quad (8)$$

где x — доля продольного импульса дейтрона, уносимая протоном в системе бесконечного импульса [27, 28]. Направление оси z выберем, как и в наших предыдущих работах [11, 15], против направления пучка дейтронов; тогда $\mathbf{n} = (0, 0, -1)$.

Окончательное выражение для анализирующей способности имеет вид

$$\begin{aligned} T_{2q} \left(\frac{p_{10} d\sigma}{d\mathbf{p}_1} \right)_{un} = & \frac{1}{2(2\pi)^3} \left\{ \frac{I(b, p)}{I(d, p) (1-x)^2} \rho_0(2, q) \sigma(bp \rightarrow p_2 X) + \right. \\ & \left. + \int \frac{dy d\mathbf{p}_{2T}}{2y(1-y)} \frac{I(b, p)}{(1-y) I(d, p)} \rho_0(2, q) \frac{p_{20} d\sigma}{d\mathbf{p}_2} (bp \rightarrow p_2 X) [1 + \mathbf{P} < \sigma >] \right\}, \end{aligned} \quad (9)$$

где $I(b, p)$, $I(d, p)$ — инвариантные потоки соответствующих частиц, $< \sigma >$ — векторная анализирующая способность NN -рассеяния, $\sigma(bp \rightarrow p_2 X)$ — полное сечение NN -рассеяния, которое не зависит от поляризации, а \mathbf{P} — вектор поляризации нуклона в дейтроне, поляризация которого характеризуется индексами (κq) :

$$\mathbf{P} = \frac{Sp\{\sigma \cdot \rho(\kappa, q)\}}{\rho_0(\kappa, q)}. \quad (10)$$

Первый член в фигурных скобках формулы (9) соответствует случаю, когда регистрируется спектаторный протон (диаграмма 1 на рис. 5), а второй член отвечает регистрации протона, появившегося в результате рассеяния нуклона на протоне-мишени (диаграммы 2 и 3 на рис. 5). Входящее в формулу (9) инвариантное дифференциальное сечение для неполяризованного пучка дается выражением

$$\left(\frac{p_{10}d\sigma}{d\mathbf{p}_1}\right)_{un} = \frac{1}{2(2\pi)^3} \left\{ \frac{I(b,p)}{I(d,p)(1-x)^2} \rho_0 \sigma(bp \rightarrow p_2X) + \int \frac{dy d\mathbf{p}_{2T}}{2y(1-y)} \frac{I(b,p)}{(1-y)I(d,p)} \rho_0 \frac{p_{20}d\sigma}{d\mathbf{p}_2}(bp \rightarrow p_2X) \right\}, \quad (11)$$

где

$$\rho_0 = 3[f_1^2 + f_2^2 + f_3^2 + f_2 f_3 (3z^2 - 1) + 4f_4(f_2 + f_3)z + f_4^2(z^2 + 3) + (f_5^2 + f_6^2)(1 - z^2)]. \quad (12)$$

Если ввести матрицу плотности в спиновом пространстве нуклона b при поляризации дейтрона, характеризуемой индексами (κ, q) :

$$\begin{aligned} \rho_{\mu\mu'}(\kappa, q) &= \sum_{\nu, M, M'} \psi_M(\nu, \mu) (-1)^{1-M'} \langle 1 M 1 - M' | \kappa q \rangle \psi_{M'}^*(\nu, \mu') = \\ &= \rho(\kappa, q) = \frac{1}{2} \rho_0(\kappa, q) (1 + \mathbf{P} \cdot \boldsymbol{\sigma}), \end{aligned} \quad (13)$$

то шпуры от матриц плотности можно вычислить из соотношений

$$\rho_0(\kappa, q) = Sp\{\rho(\kappa q)\} = \sum \psi_M(\nu, \mu) \langle 1 M 1 - M' | \kappa q \rangle \psi_{M'}^*(\nu, \mu'). \quad (14)$$

Выражения для шпуров от матриц плотности $\rho_0(2, 0)$ и $\rho_0(2, 2)$ довольно громоздки; они приведены в работе [16] и в приложении. Матрица плотности $\rho_0(y, y)$ для вычисления анализирующей способности A_{yy} получается из соотношения

$$\rho_0(y, y) = -\frac{1}{\sqrt{2}} \rho_0(2, 0) - \sqrt{3} \rho_0(2, 2).$$

3. СРАВНЕНИЕ РАСЧЕТОВ С РЕЗУЛЬТАТАМИ ЭКСПЕРИМЕНТА

Следует подчеркнуть, что задача вычисления тензорной анализирующей способности по формуле (9) не имеет свободных параметров. Входными данными являются инвариантные дифференциальные сечения $p_{20}d\sigma(bp \rightarrow p_2X)/d\mathbf{p}_2$ процессов, протекающих в нижних вершинах полюсных диаграмм,

приведенных на рис. 5, с одной стороны, и значения инвариантных функций f_1, \dots, f_6 — с другой. Вклады упругих и неупругих процессов $pp \rightarrow pp, np \rightarrow pn, Np \rightarrow p\Delta, Np \rightarrow pN\pi$ (до значений инвариантной массы $N\pi$ -системы $1,5 \text{ ГэВ}/c^2$) в нижних вершинах полюсных диаграмм учитывались в соответствии с параметризациями, приведенными в работе [29]. Кроме того, следует иметь в виду, что частица b находится вне массовой поверхности. Виртуальность частицы b учитывалась тем, что в вычислениях использовались аналитические продолжения параметризаций $d\sigma(s', t')/dt'$ к значениям $s' = (b + p)^2$, $t' = (b - p_1)^2$, определенным при $b^2 \neq m^2$. Значения функций $f_i(k, z)$, необходимые для вычислений, получались путем сплайн-интерполяции между табличными значениями, приведенными в работе [18].

Результаты расчетов тензорной анализирующей способности A_{yy} реакции фрагментации дейтронов с импульсом $5 \text{ ГэВ}/c$ на бериллии с испусканием протонов под углом 178 мрад сравниваются с экспериментальными данными на рис. 6. Видно, что вычисления с волновой функцией Карманова довольно хорошо согласуются с результатами эксперимента, тогда как кривые, вычисленные с использованием стандартных волновых функций дейтрона, соответствующих парижскому [30] и боннскому [31] потенциалам, резко противоречат экспериментальным данным, меняя знак при импульсе протона около $3,2 \text{ ГэВ}/c$. В связи с этим отметим, что расчеты, выполненные в работе [16] в рамках описываемого здесь подхода, привели к качественному описанию данных о параметре A_{yy} для реакции ${}^9\text{Be}(d, p)X$ при начальном импульсе дейтрона $4,5 \text{ ГэВ}/c$ и угле испускания протонов 85 мрад и к удовлетворительному согласию с аналогичными данными для реакции ${}^{12}\text{C}(d, p)X$ при $9 \text{ ГэВ}/c$. Новые данные, полученные в настоящей работе, являются дополнительным свидетельством в пользу справедливости предложенного в [16] подхода.

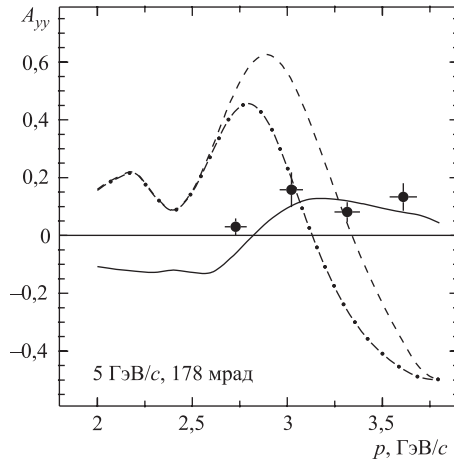


Рис. 6. Тензорная анализирующая способность A_{yy} реакции ${}^9\text{Be}(d, p)X$ при начальном импульсе дейтронов $5 \text{ ГэВ}/c$ и угле испускания протонов 178 мрад . Точками показаны экспериментальные значения. Вычисления проведены для волновых функций дейтрона для парижского [30] (штрихпунктирная кривая), боннского [31] (штриховая кривая) потенциалов и для релятивистской волновой функции Карманова [18] (сплошная кривая)

Наконец, коснемся вопроса о том, почему разница между теоретическим описанием и экспериментальными данными по T_{20} в упругом ed -рассеянии (см., например, [32]) значительно меньше, чем в случае упругого dp -рассеяния [10] и инклюзивного развала дейтрона на ядрах [14], если они анализируются в импульсном приближении. Конечно, эта разница связана с неоправданностью импульсного приближения для описания адронных реакций с участием ускоренных дейтронов. Ключевым моментом в используемом нами подходе, по нашему мнению, является переход в систему бесконечного импульса, что приводит к возникновению зависимости волновой функции дейтрона от дополнительной нетривиальной переменной, тем самым позволяя эффективно учесть дополнительные к импульсному приближению механизмы реакции.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты настоящей работы сводятся к следующему.

1. Получены новые экспериментальные данные о векторной A_y и тензорной A_{yy} анализирующих способностях реакции ${}^9\text{Be}(d, p)X$ при начальном импульсе дейтронов 5 ГэВ/с и угле испускания протонов 178 мрад.
2. Расчеты тензорной анализирующей способности реакции (d, p) в рамках динамики светового фронта с использованием релятивистской волновой функции дейтрона, полученной Кармановым и др. [18], находятся в хорошем согласии с новыми экспериментальными данными, тогда как вычисления с нерелятивистскими волновыми функциями дейтрона резко противоречат экспериментальным данным.
3. Новые данные свидетельствуют в пользу той точки зрения [16], что соотношение между продольной и поперечной компонентами внутреннего импульса в движущемся дейтроне существенно отличается от того, которое имеет место в нерелятивистском случае. Способ релятивизации, предложенный Кармановым и др. [20], по-видимому, правильно отражает это соотношение, по крайней мере вплоть до $p_T \sim 0,7$ ГэВ/с.
4. Довольно неожиданно оказывается, что вплоть до малых расстояний между нуклонами, соответствующих внутренним импульсам нуклонов $k \sim 0,5 - 0,8$ ГэВ/с, дейтрон в рамках динамики светового фронта может рассматриваться как двухнуклонная система, как это отмечалось в [21].
5. В процессе фрагментации дейтронов релятивистские эффекты становятся существенными очень скоро, и наиболее просто учесть эти эффекты позволяет использование динамики светового фронта.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность сотрудникам ускорительного комплекса ЛВЭ ОИЯИ и источника поляризованных дейтронов ПОЛЯРИС, обеспечившим хорошие условия для проведения эксперимента. Исследования были частично поддержаны Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 03-02-16224).

ПРИЛОЖЕНИЕ

Шпуры $\rho_0(\kappa, q)$ от матриц плотности для анализирующих способностей T_{20} и T_{22} имеют вид [16]

$$\begin{aligned} \rho_0(2, 0) &= \frac{1}{\sqrt{6}}(\psi \cdot \psi^\dagger - 3\psi_z \cdot \psi_z) = \\ &= -3f_3^2 - 12f_3f_4z + 3f_2^2z^2 - 12f_4^2z^2 - 6f_2^2z^4 - 1,5f_2^2(1-z^2) - \\ &- 4,5f_4^2(1-z^2) + 3f_5^2(1-z^2) - 15,5885f_4f_6(1-z^2) - 1,5f_6^2(1-z^2) - \\ &- 3f_2^2z^2(1-z^2) + 3f_2^2(1-z^2)^2 - 8,48528f_1f_3 - 16,9706f_1f_4z - \\ &- 4,24264f_1f_2z^2 - 4,24264f_1f_2z^4 + 2,12132f_1f_2(1-z^2) - \\ &- 2,12132f_1f_2z^2(1-z^2) + 2,12132f_1f_2(1-z^2)^2 - 6f_2f_3z^4 - 12f_2f_4z^5 + \\ &+ 4,5f_2f_3(1-z^2) + 4,5f_2f_4z(1-z^2) - 7,79423f_2f_6z(1-z^2) - \\ &- 7,5f_2f_3z^2(1-z^2) - 19,5f_2f_4z^3(1-z^2) - 7,79423f_2f_6z^3(1-z^2) - \\ &- 1,5f_2f_3(1-z^2)^2 - 7,5f_2f_4z(1-z^2)^2 - 7,79423f_2f_6z(1-z^2)^2, \quad (15) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \rho_0(2, 2) &= \frac{1}{2}(\psi_x \cdot \psi_x^\dagger - \psi_y \cdot \psi_y^\dagger) = \\ &= 1,06066f_1f_2(1-z^2) - 0,75f_2^2(1-z^2) + 2,25f_4^2(1-z^2) - 1,5f_5^2(1-z^2) - \\ &- 2,59808f_4f_6(1-z^2) + 0,75f_6^2(1-z^2) + 1,06066f_1f_2z^2(1-z^2) + \\ &+ 1,5f_2^2z^2(1-z^2) + 1,06066f_1f_2(1-z^2)^2 + 1,5f_2^2(1-z^2)^2 - \\ &- 0,75f_2f_3(1-z^2) + 0,75f_2f_4z(1-z^2) - 1,29904f_2f_6z(1-z^2) - \\ &- 0,75f_2f_3z^2(1-z^2) + 0,75f_2f_4z^3(1-z^2) - 1,29904f_2f_6z^3(1-z^2) - \\ &- 0,75f_2f_3(1-z^2)^2 + 0,75f_2f_4z(1-z^2)^2 - 1,29904f_2f_6z(1-z^2)^2. \quad (16) \end{aligned}$$

ЛИТЕРАТУРА

1. *Arvieux J. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 50. P. 19; Nucl. Phys. A. 1984. V. 431. P. 613.
2. *Perdrisat C. F. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. P. 2840;
Punjabi V. et al. // Phys. Rev. C. 1989. V. 39. P. 608.

3. *Cheung E. et al.* // Phys. Lett. B. 1992. V. 284. P. 210.
4. *Punjabi V. et al.* // Phys. Lett. B. 1995. V. 350. P. 178.
5. *Аблеев В. Г. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. С. 558; Краткие сообщения ОИЯИ. 1990. №4[43]-90. С. 5.
6. *Aono T. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 74. P. 4997.
7. *Azhgirey L. S. et al.* // Phys. Lett. B. 1996. V. 387. P. 37.
8. *Nomofilov A. A. et al.* // Phys. Lett. B. 1994. V. 325. P. 327.
9. *Kuehn B. et al.* // Phys. Lett. B. 1994. V. 334. P. 298;
Ажгирей Л. С. и др. // Краткие сообщения ОИЯИ. 1996. №3[77]-96. С. 23.
10. *Azhgirey L. S. et al.* // Phys. Lett. B. 1997. V. 391. P. 22; ЯФ. 1998. Т. 61. С. 494.
11. *Ажгирей Л. С., Юдин Н. П.* // ЯФ. 1994. Т. 57. С. 160.
12. *Carlson C. E., Hiller J. R., R. J. Holt* // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 1997. V. 47. P. 395.
13. *Afanasiev S. V. et al.* // Phys. Lett. B. 1998. V. 434. P. 21.
14. *Ladygin V. P. et al.* // Few-Body Systems. 2002. V. 32. P. 127;
Ажгирей Л. С. и др. // ЯФ. 2003. Т. 66. С. 719.
15. *Azhgirey L. S., Yudin N. P.* Preprint arXiv:nucl-th/0212033. 2002.
16. *Ажгирей Л. С., Юдин Н. П.* // ЯФ (принято к печати); см. также: *Azhgirey L. S., Yudin N. P.* Preprint arXiv:nucl-th/0311052. 2003.
17. *Dirac P. A. M.* // Rev. Mod. Phys. 1949. V. 21. P. 392.
18. *Carbonell J., Karmanov V. A.* // Nucl. Phys. A. 1994. V. 581. P. 625.
19. *Karmanov V. A., Smirnov A. V.* // Nucl. Phys. A. 1994. V. 575. P. 520.
20. *Carbonell J. et al.* // Phys. Rep. 1998. V. 300. P. 215.
21. *Azhgirey L. S. et al.* // Nucl. Phys. A. 1991. V. 528. P. 621;
Ажгирей Л. С. и др. // ЯФ. 1987. Т. 46. С. 1134; ЯФ. 1991. Т. 53. С. 1591.
22. *Ажгирей Л. С. и др.* // ЯФ. 1999. Т. 62. С. 1796.
23. *Ladygin V. P. et al.* // Eur. Phys. J. A. 2000. V. 8. P. 409.
24. *Anishchenko N. G. et al.* // Proc. of 5th Intern. Symposium on High Energy Spin Physics, Brookhaven, 1982: AIP Conf. Proc. 1983. V. 95. P. 445.
25. *Золин Л. С. и др.* // Краткие сообщения ОИЯИ. 1998. №2[88]-98. С. 27.

26. *Ажгирей Л. С. и др. // ПТЭ. 1997. № 1. С. 51; Instr. and Exp. Tech. 1997. V. 40. P. 43;*
Azhgirey L. S. et al. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A. 2003. V. 497. P. 340.
27. *Schmidt I. A., Blankenbecler R. // Phys. Rev. D. 1977. V. 15. P. 3321.*
28. *Wong Ch.-Y., Blankenbecler R. // Phys. Rev. C. 1980. V. 22. P. 2433.*
29. *Ажгирей Л. С., Разин С. В., Юдин Н. П. // ЯФ. 1987. Т. 46. С. 1657.*
30. *Lacombe M. et al. // Phys. Lett. B. 1981. V. 101. P. 139.*
31. *Machleidt R. // Phys. Rev. C. 2001. V. 63. P. 024001.*
32. *Gilman R., Gross F. Preprint arXiv:nucl-th/0111015. 2001.*

Получено 21 июля 2004 г.

Редактор *А. Н. Шабашова*

Подписано в печать 25.10.2004.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 0,94. Уч.-изд. л. 1,14. Тираж 385 экз. Заказ № 54638.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@pds.jinr.ru

www.jinr.ru/publish/