

P1-2007-46

Л. С. Ажгирей, С. В. Афанасьев, Ю. Т. Борзунов,  
Л. Б. Голованов, В. Н. Жмыров, Л. С. Золин, В. И. Иванов,  
А. Ю. Исупов, В. И. Колесников, В. П. Ладыгин\*,  
А. Г. Литвиненко, С. Г. Резников, П. А. Рукояткин,  
А. Ю. Семенов, И. А. Семенова, А. Н. Хренов

ИЗМЕРЕНИЯ ТЕНЗОРНОЙ  $A_{yy}$  И ВЕКТОРНОЙ  $A_y$   
АНАЛИЗИРУЮЩИХ СПОСОБНОСТЕЙ РЕАКЦИИ  
ФРАГМЕНТАЦИИ ДЕЙТРОНА С ИМПУЛЬСОМ 9 ГэВ/с  
НА ЯДРАХ ВОДОРОДА И УГЛЕРОДА  
С ИСПУСКАНИЕМ ПРОТОНОВ  
С БОЛЬШИМИ ПОПЕРЕЧНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

Направлено в журнал «Ядерная физика»

---

\*E-mail: ladygin@sunhe.jinr.ru

Ажгирей Л. С. и др.

P1-2007-46

Измерения тензорной  $A_{yy}$  и векторной  $A_y$  анализирующих способностей реакции фрагментации дейтрона с импульсом 9 ГэВ/с на ядрах водорода и углерода с испусканием протонов с большими поперечными импульсами

Представлены данные о тензорной  $A_{yy}$  и векторной  $A_y$  анализирующих способностях реакции фрагментации дейтрона с импульсом 9 ГэВ/с на ядрах водорода и углерода при больших поперечных импульсах протона. Полученные данные сравниваются с расчетами, выполненными в рамках динамики светового фронта с использованием различных волновых функций дейтрона. Лучшее описание экспериментальных данных достигается с использованием релятивистской волновой функции дейтрона, выведенной Кармановым и др. в рамках полевой динамики светового фронта.

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

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2007

Azhgirey L. S. et al.

P1-2007-46

The Measurements of the Tensor  $A_{yy}$  and Vector  $A_y$  Analyzing Powers of the Deuteron Fragmentation on Hydrogen and Carbon Nuclei at an Initial Deuteron Momentum of 9 GeV/c with the Emission of Protons with Large Transverse Momenta

The data on the tensor  $A_{yy}$  and vector  $A_y$  analyzing powers of the deuteron fragmentation on the hydrogen and carbon nuclei at an initial deuteron momentum of 9 GeV/c with the emission of protons with large transverse momenta are presented. The data obtained are compared with the calculations made in the framework of light-front dynamics using different deuteron wave functions. A better description of the experimental data is accomplished by the use of the relativistic deuteron wave function derived by Karmanov et al. in the framework of the field light-front dynamics.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2007

## ВВЕДЕНИЕ

Спиновая структура дейтрона интенсивно исследовалась в течение последних десятилетий с использованием как электромагнитных, так и адронных пробников. Главной задачей этих исследований при промежуточных и высоких энергиях являлось получение информации о высокоимпульсной компоненте распределения нуклонов с целью изучения проявления релятивистских эффектов и ненуклонных степеней свободы.

Среди ядер дейтрон занимает особое место, так как он является простейшей слабосвязанной системой двух нуклонов, находящихся в состояниях  ${}^3S_1$  и  ${}^3D_1$ . Такие характеристики дейтрона, как энергия связи, среднеквадратичный радиус, квадрупольный электрический и магнитный дипольный моменты хорошо изучены экспериментально и неплохо воспроизводятся в рамках нерелятивистских вычислений на основе нуклон-нуклонных потенциалов однобозонного обмена. Нерелятивистская волновая функция дейтрона (ВФД), полученная из решения уравнения Шредингера, зависит только от относительного импульса нуклонов  $\mathbf{q}$ :  $\Psi = \Psi(\mathbf{q})$ . Две компоненты нерелятивистской ВФД, представляющие состояния  $S$  и  $D$ , доминируют соответственно на больших и малых расстояниях между нуклонами.

По мере увеличения энергии дейтрона и его нуклонов все большую роль начинают играть релятивистские эффекты. Из-за зависимости релятивистского буста от взаимодействия (в обычной динамике мгновенной формы) при релятивистских энергиях существует проблема, состоящая в невозможности отделения движения центра инерции связанной системы от относительного движения конститuentов. Релятивистская волновая функция оказывается зависящей не только от относительных импульсов нуклонов  $\mathbf{q}$ , но и от полного импульса  $\mathbf{p}$ , с которым движется центр инерции системы, т. е.  $\Psi = \Psi(\mathbf{q}, \mathbf{p})$ . Таким образом, релятивистская волновая функция — это функция относительного импульса  $\mathbf{q}$  для каждой новой системы отсчета. С другой стороны, достаточно знать волновую функцию в пределе бесконечного импульса  $\mathbf{p} \rightarrow \text{inf}$  [1], где ее структура упрощается, а именно, исчезает зависимость от  $|\mathbf{p}|$ , и остается только зависимость от направления  $\mathbf{n} = \mathbf{p}/|\mathbf{p}|$ . Таким образом, релятивистская волновая функция является функцией двух переменных:  $\Psi = \Psi(\mathbf{q}, \mathbf{n})$ . Тот же результат получается при использовании аппарата динамики светового фронта [2–4]. Другим достоинством этого подхода является исчезновение определенного набора диаграмм (так называемых  $z$ -диаграмм),

вследствие чего появляется возможность использования концепции внутренней волновой функции, имеющей вероятностный смысл. Соответствующий формализм для такого описания релятивистских свойств дейтрона был развит Кармановым с сотрудниками [5–7].

Другой подход к рассмотрению релятивистских составных систем основан на специальном включении взаимодействия в гамильтонову теорию двух- и трехчастичных систем таким образом, чтобы соответствующее уравнение Шредингера было релятивистски-инвариантным. Этот подход обычно называют релятивистской квантовой теорией [8–10]. Здесь волновая функция также не зависит от полного импульса системы, и поэтому внутреннее движение может быть отделено от внешнего. В настоящее время применение этого подхода для описания физики микромира ограничивается необходимостью определения целого ряда неизвестных параметров и функций.

Еще один способ описания релятивистских малонуклонных систем связан с реализацией на современном уровне идей типа заложенных в уравнениях Бете–Солпитера и Дайсона [11–13]. Несмотря на несомненную значимость этого способа, важным его ограничением является, по-видимому, неизбежная необходимость определенного расписывания неприводимых диаграммных блоков.

Вообще говоря, в любой форме гамильтоновой динамики по крайней мере три из десяти генераторов группы Пуанкаре являются динамическими, что приводит к нарушению инвариантности относительно тех или иных преобразований, и эту инвариантность приходится восстанавливать теми или иными способами.

В последние годы определенные успехи в описании экспериментальных данных достигнуты в рамках полевой динамики светового фронта с использованием ковариантной релятивистской волновой функции дейтрона [5–7]. Вследствие выбора определенного направления в пространстве для ориентации светового фронта в этой динамике возникает проблема вращательной инвариантности. В подходе Карманова эта проблема решается посредством включения ориентации световой гиперплоскости в число дополнительных динамических переменных. Поэтому одновременный поворот динамических переменных системы и ориентации световой гиперплоскости не должен приводить к изменению физического содержания теории. Это означает, что векторы состояния системы при таком преобразовании изменяются с помощью не зависящего от взаимодействия оператора поворота. Вследствие этого между операторами поворотов динамических переменных системы и плоскости квантования возникает определенная связь. Оператор поворота плоскости квантования является чисто геометрическим, т. е. не зависящим от взаимодействия. В результате проблема полного момента количества движения становится чисто геометрической и можно заранее построить состояния с определенным моментом. Наблюдение Карманова состоит в том, что завися-

шая от взаимодействия часть операторов  $J_x$ ,  $J_y$  просто равняется оператору поворота плоскости квантования. В рамках этого подхода была построена явно ковариантная релятивистская ВФД, которая определяется шестью инвариантными функциями, каждая из которых зависит от двух переменных [14].

Большим успехом релятивистского ковариантного подхода явилось описание поведения экспериментальных данных по структурной функции  $A(Q^2)$  до  $Q^2 \sim 3$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> и тензорной анализирующей способности  $t_{20}(Q^2)$  при  $Q^2 \leq 1,7$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> упругого  $ed$ -рассеяния [15], полученных в JLAB [16]. Использование релятивистской ВФД позволило авторам работы [17] успешно описать данные по сечению неупругого рассеяния электронов на дейтроне,  $d(e, e')X$  [18–20], в рамках модели  $y$ -скейлинга.

При больших энергиях и поперечных импульсах работают правила конститuentного счета (ПКС) [21, 22], которые предсказывают степенную зависимость сечений бинарных реакций при фиксированном угле рассеяния в системе центра масс от полной энергии с показателем, зависящим от числа конститuentов. Сечение реакции фоторасщепления дейтрона,  $\gamma d \rightarrow pn$ , при больших углах в с. ц. м. [23] демонстрирует асимптотическое поведение при энергиях до 5,5 ГэВ в соответствии с ПКС. Поведение формфактора дейтрона уже при  $Q^2 \sim 1,5$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> находится в согласии с предсказаниями ПКС [24]. Сечение реакции  $dp \rightarrow pd$  [25] при больших поперечных импульсах также уменьшается с ростом полной энергии с показателем степени в соответствии с ПКС, начиная уже с кинетической энергии дейтрона  $T_d \sim 0,5$  ГэВ [26].

Так как спин дейтрона равен 1, это дает богатые возможности для проведения поляризационных экспериментов и, следовательно, получения принципиально новой информации о поведении независимых наблюдаемых, чувствительных к деталям структуры дейтрона на малых расстояниях.

Данные о поляризации протона в реакции  $\gamma d \rightarrow pn$  до энергии 2,4 ГэВ [27] находятся в согласии с расчетами, выполненными в рамках пертурбативной КХД [28]. Однако коэффициенты передачи поляризации, измеренные в этом же эксперименте, не согласуются с расчетами. Кроме того, предсказания пертурбативной КХД [29] противоречат данным о тензорной анализирующей способности упругого  $ed$ -рассеяния [16].

Инклюзивная реакция фрагментации дейтрона  $A(d, p)X$  является традиционным способом изучения структуры дейтрона с использованием адронных пробников. Качественная картина реакции фрагментации дейтрона в протоны при высоких энергиях описывается релятивистской моделью жесткого рассеяния [30], в которой основной вклад в выход протонов дают прямая фрагментация дейтрона и процесс жесткого рассеяния нуклона дейтрона на нуклоне мишени [31], а вклад механизмов рождения виртуального пиона и его последующего перерассеяния и поглощения невелик [32]. При малых углах вылета протона доминирует процесс прямой фрагментации. По мере увеличения угла регистрации протона все возрастающую роль играет процесс

жесткого рассеяния, в котором нуклон дейтрона испытывает соударение с нуклоном мишени. При определенных условиях вклады обоих процессов могут быть вполне сравнимы по величине. В рамках модели жесткого рассеяния были удовлетворительно описаны [31, 33] импульсные спектры протонов, испускаемых под нулевым углом в результате развала дейтронов при 3,5 [34], 5,75 [35] и 9 ГэВ/с [36, 37]. Отметим, что удовлетворительное описание экспериментальных данных [38, 39] было получено с использованием общепринятых ВФД [40, 41], без привлечения ненуклонных степеней свободы.

Результаты измерений импульсных спектров протонов, испускаемых под углами 103, 130 и 157 мрад в лабораторной системе в результате фрагментации дейтронов с импульсом 9 ГэВ/с на ядрах водорода, дейтерия и углерода [38, 39], показали, что форма высокоимпульсных частей спектров не зависит от атомного номера ядра мишени и определяется только структурой дейтрона и механизмом дейтрон-нуклонного взаимодействия. Вклад многократного рассеяния заметно проявляется лишь в узкой области около максимумов протонных спектров. Заметим, что подобное же заключение было сделано и в связи с развалом дейтронов под нулевым углом [36, 37].

Новые экспериментальные данные о поляризационных наблюдаемых в реакциях фрагментации дейтронов на ядрах водорода и других элементов с испусканием протонов как под нулевым углом [34, 42–47], так и при больших поперечных импульсах протона [48–50] были получены в Дубне и Сакле. Тензорная анализирующая способность  $T_{20}$  реакции фрагментации дейтрона с испусканием протона под нулевым углом была измерена вплоть до внутреннего импульса нуклона  $k \sim 1$  ГэВ/с [43–44] (определенного в динамике на световом фронте). Существенные отклонения экспериментальных данных от результатов расчетов, выполненных в рамках релятивистского импульсного приближения с использованием стандартных ВФД, начинаются уже при  $k \sim 200$  МэВ/с. В моделях, учитывающих дополнительные к импульсному приближению механизмы [32, 51], разумное согласие с экспериментом получено только до  $k \sim 600$  МэВ/с. Подходы, в которых вводились дополнительные компоненты ВФД, обусловленные релятивистскими эффектами [52–54], не привели к согласию с экспериментальными данными.

Наиболее интересным свойством поляризационных данных является то, что тензорная анализирующая способность  $T_{20}$  реакции  $A(d, p(0^\circ))X$  под нулевым углом при больших внутренних импульсах становится отрицательной:  $\sim -0,3 \div -0,5$  [43, 44], что резко противоречит всем расчетам, использующим стандартные ВФД, полученные на основе известных потенциалов  $NN$ -рассеяния. С другой стороны, учет ненуклонных степеней свободы в дейтроне приводит к неплохому согласию расчетов с экспериментом: отрицательное асимптотическое значение  $T_{20}$  было получено в расчетах, мотивированных пертурбативной КХД [55] и основанных на методе редуцированных ядерных амплитуд [56, 57]. Данные по  $T_{20}$  и  $\kappa_0$  в реакции  $^{12}\text{C}(d, p)X$  под нулевым

углом были описаны в рамках модели, учитывающей принцип Паули на кварковом уровне и многократное рассеяние [58].

Измерения тензорной анализирующей способности  $A_{yy}$  реакции развала дейтронов на ядрах с испусканием протонов с большими поперечными импульсами были выполнены при импульсах 9 [48], 4,5 [49] и 5 ГэВ/с [50]. Оказалось, что хотя измеренное дифференциальное сечение удовлетворительно воспроизводится расчетами в рамках релятивистской модели жесткого рассеяния [30, 31, 33] с использованием стандартных ВФД, поведение тензорной анализирующей способности  $A_{yy}$  противоречит предсказаниям этой модели [59]. С другой стороны, обнаруженная зависимость  $A_{yy}$  от поперечного импульса [48–50] наводила на мысль, что структурная функция дейтрона при больших значениях внутренних импульсов может зависеть более чем от одной переменной. Действительно, расчеты [60], выполненные с использованием релятивистской ВФД, полученной в динамике на световом фронте [14], позволили получить удовлетворительное согласие с данными по тензорной анализирующей способности реакции фрагментации дейтронов в протоны с поперечными импульсами  $\sim 500\text{--}600$  МэВ/с [48, 50]. Это дало серьезные основания полагать, что описание в рамках полевой динамики светового фронта [5–7] адекватно отражает структуру релятивистского дейтрона. Необходимость расширения диапазона изменения поперечных импульсов регистрируемых протонов для получения дополнительной информации о структуре дейтрона и послужила мотивацией систематических измерений тензорной анализирующей способности  $A_{yy}$  реакции фрагментации дейтрона на ядрах при импульсе 9 ГэВ/с.

В настоящей статье представлены экспериментальные данные о тензорной  $A_{yy}$  и векторной  $A_y$  анализирующих способностях реакции фрагментации дейтронов с начальным импульсом 9 ГэВ/с на ядрах водорода и углерода для различных углов вылета протона. Во втором разделе описывается экспериментальная процедура. В третьем разделе кратко обсуждается формальный аппарат, в рамках которого выполнены расчеты с использованием различных ВФД. Затем приводятся полученные экспериментальные результаты и их сравнение с результатами расчетов. Выводы представлены в заключении.

## 1. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперимент был выполнен на установке СФЕРА, подробно описанной ранее [48, 49] и показанной на рис. 1, на пучке тензорно-поляризованных дейтронов синхрофазотрона ОИЯИ, полученных с помощью ионного источника ПОЛЯРИС [61]. Знак тензорной поляризации пучка изменялся от цикла к циклу как  $(0, -, +)$ , где 0 означает отсутствие поляризации, а  $-$  и  $+$  соответствуют знаку  $p_{zz}$ , если ось квантования направлена перпендикулярно плоскости, содержащей среднюю орбиту пучка в ускорителе.

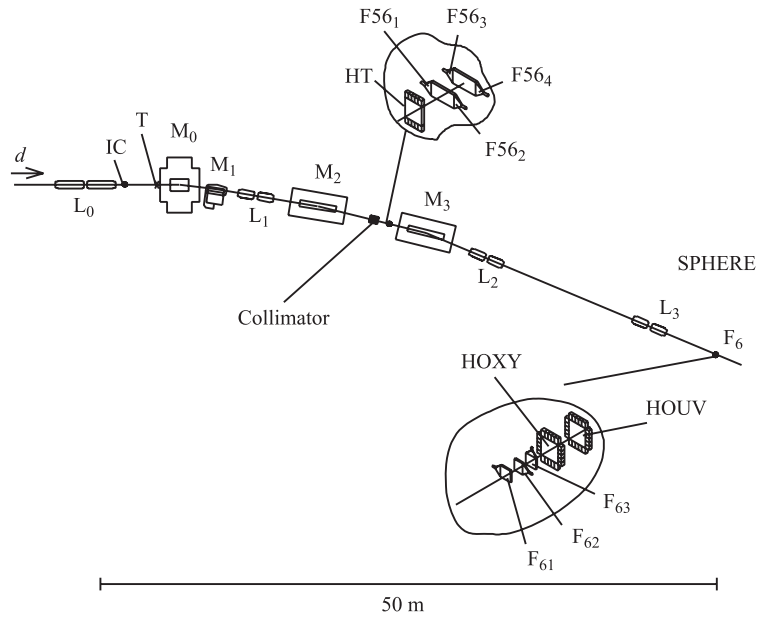


Рис. 1. Схема установки СФЕРА с магнитным каналом VP1.  $M_i$  и  $L_i$  — магниты и линзы; IC — ионизационная камера; T — мишень;  $F_{61}$ ,  $F_{62}$ ,  $F_{63}$  — триггерные сцинтилляционные счетчики;  $F_{561-4}$  — сцинтилляционные счетчики и HT — сцинтилляционный годоскоп для времяпролетных измерений; HOXY и HOUV — годоскопы профиля пучка

Тензорная поляризация пучка дейтронов в ходе эксперимента периодически измерялась на той же самой установке. Для этой цели использовалась реакция  $A(d, p)X$  с регистрацией протона, вылетающего под нулевым углом с импульсом  $p_p \sim \frac{2}{3}p_d$  [62]. Ранее было показано, что реакция фрагментации дейтрона в таких кинематических условиях имеет большое значение тензорной анализирующей способности  $T_{20} = -0,82 \pm 0,04$ , которое не зависит как от атомного номера мишени ( $A > 4$ ), так и от начального импульса дейтрона в диапазоне от 2,5 до 9,0 ГэВ/с [34, 42–44]. Тензорная поляризация с учетом поправки на эффект мертвого времени [63] и усредненная за всю длительность эксперимента имела значения  $p_{zz}^+ = 0,798 \pm 0,002(\text{стат.}) \pm 0,040(\text{сист.})$  и  $p_{zz}^- = -0,803 \pm 0,002(\text{стат.}) \pm 0,040(\text{сист.})$  для положительной и отрицательной мод поляризации пучка соответственно.

Векторная поляризация пучка измерялась по асимметрии квазиупругого  $pp$ -рассеяния на тонкой  $\text{CH}_2$ -мишени, расположенной в  $\sim 20$  м перед установкой [64, 65]. Величины векторной поляризации вычислялись из результатов



измерения асимметрии при импульсе 4,5 ГэВ/с на нуклон при угле рассеяния протона  $8^\circ$ . Значения асимметрий для векторной компоненты поляризации дейтронов показаны на рис. 2 в зависимости от номера измерения. Полная длительность мониторингования этой компоненты составляла приблизительно 3 сут. Видна хорошая временная стабильность поляризации. Усредненные значения асимметрий составили  $0,0338 \pm 0,0009$  и  $0,0353 \pm 0,0009$  для положительной и отрицательной спиновых мод соответственно. При этом величина эффективной анализирующей способности поляриметра  $A(\text{CH}_2)$  полагалась равной  $0,123 \pm 0,006$  [65]. Векторная поляризация пучка для различных спиновых мод источника составляла  $p_z^+ = 0,275 \pm 0,016(\text{стат.}) \pm 0,014(\text{сист.})$  и  $p_z^- = 0,287 \pm 0,016(\text{стат.}) \pm 0,014(\text{сист.})$  соответственно.

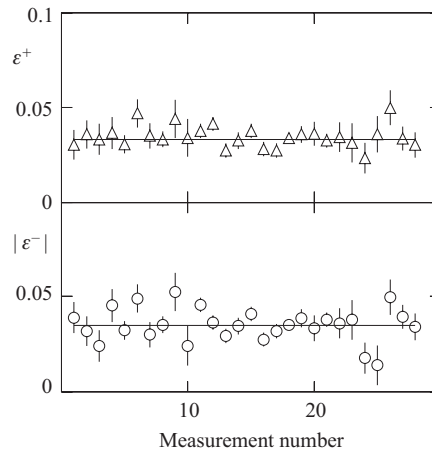


Рис. 2. Асимметрии  $\epsilon^\pm$ , полученные с помощью поляриметра [64, 65] при импульсе 4,5 ГэВ/с на нуклон при угле рассеяния протона  $8^\circ$

Выведенный из ускорителя пучок дейтронов с импульсом 9 ГэВ/с направлялся на жидководородную мишень длиной 30 см или на углеродные мишени различной толщины. Интенсивность пучка мониторировалась ионизационной камерой ИС, находившейся перед мишенью. Типичная интенсивность составляла  $\sim 5 \cdot 10^8 - 10^9$  дейтронов за цикл. Длительность цикла составляла приблизительно 400 мс при частоте повторения 1 цикл за 10 с. Положение и параметры пучка в районе мишени контролировались многопроволочными пропорциональными камерами. Типичные размеры пучка составляли  $\sigma_x = 4$  мм по горизонтали и  $\sigma_y = 9$  мм по вертикали.

Экспериментальные данные были получены при настройках магнитных элементов канала для импульсов вторичных частиц между 4,5 и 7,0 ГэВ/с. Вторичные частицы, испущенные под углами 85–160 мрад из мишени, при

помощи трех отклоняющих магнитов и трех дублетов линз транспортировались в фокус F6, где располагалась детектирующая аппаратура.

Измерения с пустой мишенью были проведены при импульсах вторичных частиц 4,5 и 6,0 ГэВ/с, а измерения без мишени были сделаны при импульсе 4,5 ГэВ/с. Отношение выходов событий при экспозициях без мишени и с углеродной мишенью длиной 7 см было менее 1% для углов детектирования 85 и 130 мрад. Выход событий от пустой мишени составлял ~ 3,5 и ~ 11% от выхода событий от водородной мишени длиной 30 см при импульсах вторичных частиц 4,5 и 6,0 ГэВ/с соответственно, независимо от угла регистрации.

В качестве сигнала триггера использовались совпадения сигналов со сцинтилляционных счетчиков F<sub>61</sub>, F<sub>62</sub> и F<sub>63</sub>. Вместе с протонами от реакции фрагментации дейтрона регистрировались также дейтроны, испытавшие неупругое рассеяние. Для идентификации частиц в ходе обработки полученных данных использовалась информация об их времени пролета на базе ~34 м между счетчиками F<sub>61</sub> и F56<sub>1</sub>–F56<sub>2</sub>, F56<sub>3</sub>–F56<sub>4</sub>, а также годоскопом сцинтилляционных детекторов НТ. Разрешение по времени пролета было лучше, чем 0,2 нс (1σ). Разделение частиц для различных импульсов показано на рис. 3. Рисунки *a*, *б*, *в*, *г* и *д* соответствуют импульсам вторичных частиц 4,5, 5,0, 5,5, 6,0, 6,5, и 7,0 ГэВ/с. Видно, что относительный вклад протонов уменьшается при увеличении импульса вторичных частиц. Фоновые события

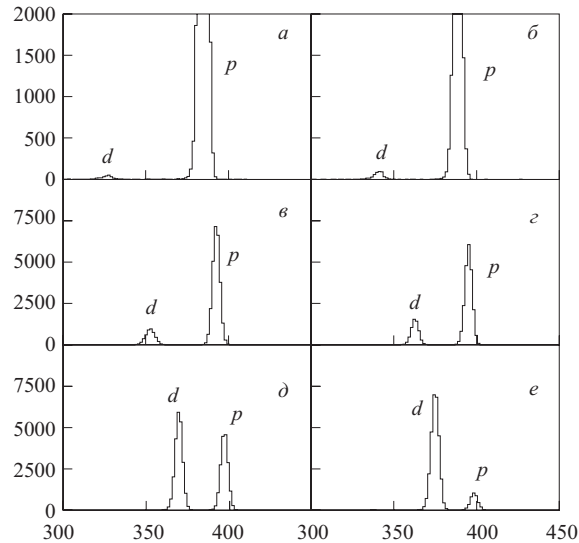


Рис. 3. Спектры по времени пролета частиц для различных настроек магнитных элементов; *a*, *б*, *в*, *г* и *д* соответствуют настройкам магнитных элементов спектрометра на импульсы 4,5, 5,0, 5,5, 6,0, 6,5 и 7,0 ГэВ/с

полностью исключались условием, чтобы данные о времени пролета регистрируемой частицы совпадали по крайней мере в двух из трех независимых измерений времени пролета. Корреляция двух времен пролета частиц в случае настройки магнитных элементов установки на импульс 7,0 ГэВ/с продемонстрирована на рис. 4.

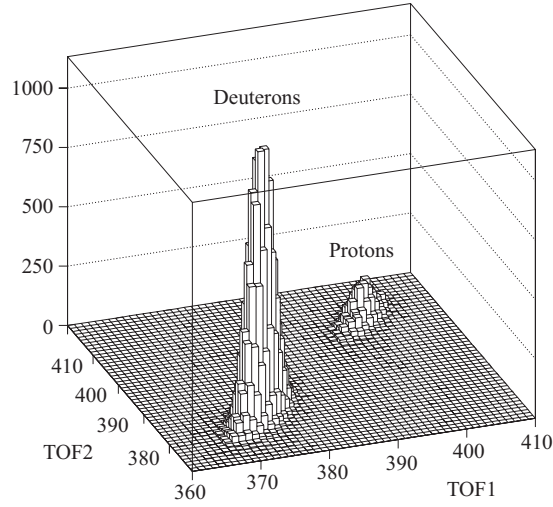


Рис. 4. Корреляция двух независимых времен пролета частиц для настройки магнитных элементов на импульс 7,0 ГэВ/с

Акцептанс установки вычислялся путем моделирования методом Монте-Карло с учетом параметров пучка начального дейтрона, ядерного взаимодействия и многократного рассеяния частиц в мишени, в воздухе, на окнах ионопровода и детекторах, потерь энергии первичного и вторичного дейтронов и т.д. Импульсный акцептанс составлял  $\Delta p/p \sim \pm 2\%$ , в то время как акцептанс по полярному углу был  $\pm 8$  мрад.

Тензорная  $A_{yy}$  и векторная  $A_y$  анализирующие способности вычислялись из чисел протонов  $n^+$ ,  $n^-$  и  $n^0$ , зарегистрированных для различных мод поляризации пучка, нормированных на соответствующую интенсивность пучка с учетом эффекта мертвого времени системы сбора данных [63]. Для вычислений использовались следующие выражения:

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

Систематические ошибки, обусловленные неопределенностью измерения поляризации пучка, составляли  $\sim 5\%$  как для тензорной, так и для векторной анализирующих способностей.

## 2. АНАЛИЗ РЕАКЦИИ $A(d, p)X$ В ДИНАМИКЕ СВЕТОВОГО ФРОНТА

Как уже отмечалось выше, в рамках релятивистской модели жесткого рассеяния [30, 31] основной вклад в выход протонов под ненулевыми углами относительно направления налетающего дейтрона дают прямая фрагментация дейтрона и процесс рассеяния нуклона дейтрона на нуклоне мишени. Вклад механизмов перерассеяния и рождения виртуального пиона невелик.

Диаграммы Фейнмана, представляющие механизм фрагментации дейтрона  $A(d, p)X$ , показаны на рис. 5. Здесь  $d$  — налетающий дейтрон,  $p$  — протон мишени,  $p_1$  — регистрируемый протон,  $b$  — виртуальный (внемассовый) нуклон, а  $p_2, p_3$  — нуклоны. Кроме нуклонов в нижних вершинах диаграмм могут рождаться один или более пионов. Диаграмма (а) соответствует случаю, когда регистрируется протон от развала из дейтрона, а в нижней вершине происходит  $np$ -рассеяние. В нижних вершинах диаграмм (б) и (в) имеют место зарядово-обменное  $np$ - и упругое  $pp$ -рассеяние соответственно.

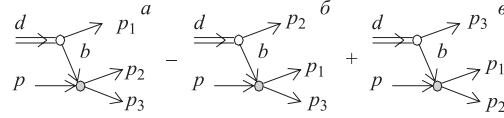


Рис. 5. Диаграммы Фейнмана, описывающие фрагментацию дейтронов на протонах.  $d$  — налетающий дейтрон;  $p$  — протон мишени;  $p_1$  — детектируемый протон;  $b$  — виртуальный (внемассовый) нуклон;  $p_2, p_3$  — нуклоны

Анализирующая способность  $T_{\kappa q}$  реакции  $A(d, p)X$  выражается следующим образом:

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

где  $d\tau$  — элемент фазового объема,  $\mathcal{M}$  — амплитуда реакции, а оператор  $t_{2q}$  определяется соотношением

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

с коэффициентами Клебша–Гордана  $\langle 1 m 1 - m' | \kappa q \rangle$ .

Амплитуда реакции  ${}^1\text{H}(d, p)X$  в динамике светового фронта может быть записана в виде

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

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  $bp \rightarrow p_2 p_3$  (для случая диаграммы *a*). Для диаграмм *b* и *в* необходимо произвести перестановку индексов.

Отношение

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

является волновой функцией в канале  $(b, N)$ ; здесь  $p_{1T}$  — компонента импульса  $p_1$ , перпендикулярная оси  $z$ . Переменные светового фронта  $p_T \equiv p_{1T}$  и  $x$  (доля продольного импульса дейтрона, уносимая протоном в системе бесконечного импульса) связаны с внутренним импульсом  $k$  выражениями

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

$$x = \frac{E_p + p_{pl}}{E_d + p_d}, \quad (6)$$

где  $E_d$  и  $p_d$  — соответственно энергия и импульс начального дейтрона,  $p_{pl}$  — продольная компонента импульса протона,  $m_p$  и  $E_p$  — масса и энергия протона соответственно.

Величина  $M^2(k)$  определяется выражением

$$M^2(k) = \frac{m^2 + p_{1T}^2}{x} + \frac{b^2 + p_{1T}^2}{1-x}, \quad (7)$$

где  $b^2$  — квадрат инвариантной массы обмениваемой частицы.

В предыдущих работах [38] основные характеристики спектров протонов с поперечными импульсами от 0,5 до 1 ГэВ/с, образованных в реакции  $A(d, p)X$  поляризованными дейтронами с начальным импульсом 9 ГэВ/с, были удовлетворительно описаны на основе диаграмм рис. 5 в рамках релятивистской модели жесткого рассеяния [30, 31] с волновой функцией дейтрона для парижского потенциала [40]. В этих расчетах использовалась ВФД, которая получалась из нерелятивистской функции путем кинематического преобразования переменных, определенных в обычной мгновенной динамике, к переменным светового фронта.

Однако в рамках такой гибридной модели не удалось удовлетворительно описать данные по тензорной анализирующей способности  $A_{yy}$  реакции  $^{12}\text{C}(d, p)X$ , полученные при начальном импульсе дейтрона 9 ГэВ/с и угле вылета протона 85 мрад [48]. По-видимому, это связано с тем, что простой кинематический переход от нерелятивистской волновой функции к ВФД на световом фронте не учитывает важных особенностей спиновой структуры релятивистского дейтрона.

Релятивистская ВФД в динамике светового фронта была получена в работах [14]. Она является функцией спинов нуклонов, их внутреннего импульса и ориентации плоскости квантования и имеет вид

$$\Psi_{\sigma_2\sigma_1}^M = w_{\sigma_2}^* \psi^M(\mathbf{k}, \mathbf{n}) \sigma_y w_{\sigma_1}, \quad (8)$$

где

$$\begin{aligned} \psi(\mathbf{k}, \mathbf{n}) = & \frac{1}{\sqrt{2}} \sigma f_1 + \frac{1}{2} \left[ \frac{3}{k^2} \mathbf{k}(\mathbf{k} \cdot \sigma) - \sigma \right] f_2 + \frac{1}{2} [3\mathbf{n}(\mathbf{n} \cdot \sigma) - \sigma] f_3 + \\ & + \frac{1}{2k} [3\mathbf{k}(\mathbf{n} \cdot \sigma) + 3\mathbf{n}(\mathbf{k} \cdot \sigma) - 2\sigma(\mathbf{k} \cdot \mathbf{n})] f_4 + \\ & + \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{i}{k} [\mathbf{k} \times \mathbf{n}] f_5 + \frac{\sqrt{3}}{2k} [[\mathbf{k} \times \mathbf{n}] \times \sigma] f_6. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь  $\mathbf{k}$  — импульс нуклонов в их с. ц. м.;  $\mathbf{n}$  — единичная нормаль к поверхности светового фронта;  $\sigma$  — матрицы Паули;  $w_{\sigma_1(\sigma_2)}$  — спиновые функции нерелятивистских нуклонов;  $f_1, \dots, f_6$  — инвариантные по отношению к поворотам функции кинематических переменных, определяющих состояние дейтрона, каждая из которых зависит от двух скалярных переменных  $k$  и  $z = \cos(\widehat{\mathbf{n}\mathbf{k}})$ . Вектор  $\mathbf{k}$  был определен выше (см. (5)), а векторы  $\mathbf{n}$  и  $\mathbf{k}$  связаны следующим образом:

$$(\mathbf{n} \cdot \mathbf{k}) = \left( \frac{1}{2} - x \right) \cdot \sqrt{\frac{m_p^2 + \mathbf{p}_T^2}{x(1-x)}}. \quad (10)$$

Направление оси  $z$  выбрано против направления пучка дейтронов, т. е.  $\mathbf{n} = (0, 0, -1)$ .

Окончательные выражения для тензорной анализирующей способности  $A_{yy}$  реакции  $A(d, p)X$  довольно громоздки и они приведены в работе [60].

Стоит отметить, что модель не имеет свободных параметров. В качестве входных данных используются инвариантные сечения процессов, имеющих место в нижних вершинах полюсных диаграмм рис. 5, и значения инвариантных функций  $f_1, \dots, f_6$  [14]. Вклады упругих и неупругих процессов в нижних вершинах полюсных диаграмм учитывались на основе параметризаций, приведенных в [66]. Для учета немассовости частицы  $b$  использовались аналитические продолжения параметризаций сечений к значениям инвариантных переменных  $s' = (b+p)^2$ ,  $t' = (b-p_1)^2$  в нижних вершинах полюсных диаграмм при  $b^2 \neq m^2$ . Значения функций  $f_i(k, z)$ , необходимых для расчетов, получались путем сплайн-интерполяции табличных значений из [14].

Важным отличием работы [60] от предыдущих, например, [59], явилось использование релятивистской ВФД, полученной в динамике на световом конусе [14], что позволило получить удовлетворительное описание данных о тензорной анализирующей способности реакции фрагментации дейтрона в протон [48, 50].

### 3. ДАННЫЕ О ТЕНЗОРНОЙ $A_{yy}$ И ВЕКТОРНОЙ $A_y$ АНАЛИЗИРУЮЩИХ СПОСОБНОСТЯХ РЕАКЦИИ $A(d, p)X$ ПРИ БОЛЬШИХ ПОПЕРЕЧНЫХ ИМПУЛЬСАХ ПРОТОНОВ

Данные о тензорной  $A_{yy}$  и векторной  $A_y$  анализирующих способностях реакции  $A(d, p)X$  на ядрах водорода и углерода при начальном импульсе дейтрона 9,0 ГэВ/с представлены в табл. 1 и 2 как функции угла рассеяния и импульса протона. Здесь же приведены значения поперечного импульса протона,  $p_T$ , и доли продольного импульса дейтрона  $x$ , уносимого протоном в системе бесконечного импульса [1, 2]. При вычислении  $x$  и  $p_T$  использовались значения импульсов первичных дейтронов и вторичных протонов, полученные в результате моделирования методом Монте-Карло.

**Таблица 1.** Тензорная  $A_{yy}$  и векторная  $A_y$  анализирующие способности реакции  ${}^1\text{H}(d, p)X$  при импульсе 9,0 ГэВ/с.  $\theta$  и  $p$  — соответственно угол и импульс протона;  $\Delta p$  — импульсный аксептанс установки;  $p_T$  — поперечный импульс протона;  $x$  — доля продольного импульса дейтрона, уносимого протоном в системе бесконечного импульса [1, 2]

$\theta$ , мрад	$p$ , ГэВ/с	$\Delta p$ , ГэВ/с	$x$	$p_T$ , ГэВ/с	$A_{yy} \pm \Delta A_{yy}$	$A_y \pm \Delta A_y$
85	4,564	0,089	0,506	0,368	$-0,068 \pm 0,017$	$0,113 \pm 0,016$
85	5,070	0,099	0,560	0,407	$-0,016 \pm 0,025$	$0,056 \pm 0,024$
85	6,092	0,117	0,672	0,488	$0,089 \pm 0,032$	$0,187 \pm 0,032$
85	6,614	0,125	0,730	0,537	$0,056 \pm 0,036$	$0,033 \pm 0,034$
130	4,534	0,098	0,500	0,585	$-0,035 \pm 0,022$	$0,077 \pm 0,021$
130	5,037	0,105	0,554	0,650	$0,016 \pm 0,029$	$0,112 \pm 0,028$
130	6,023	0,127	0,661	0,783	$-0,164 \pm 0,030$	$0,005 \pm 0,028$

В табл. 1 и 2 указаны только статистические ошибки величин  $A_y$  и  $A_{yy}$ . Возможные систематические ошибки, обусловленные в основном ошибками в измерениях векторной и тензорной поляризаций пучка, составляют  $\sim 5\%$ .

Данные о тензорной анализирующей способности  $A_{yy}$  в зависимости от импульса протона в лабораторной системе для углов регистрации протонов 85, 130 и 160 мрад показаны на рис. 6. Темные и светлые точки соответствуют данным, полученным на ядрах углерода и водорода. Светлыми квадратами показаны результаты предыдущего эксперимента, выполненного с углеродной мишенью при импульсе начальных дейтронов 9,0 ГэВ/с и угле регистрации протонов 85 мрад [48]. Результаты обоих экспериментов находятся в хорошем согласии.

Видно, что данные, полученные с водородной и углеродной мишенями, согласуются между собой в пределах достигнутой экспериментальной точности. Следовательно, влияние многократного рассеяния протонов в исследовав-

**Таблица 2. Тензорная  $A_{yy}$  и векторная  $A_y$  анализирующие способности реакции  $^{12}C(d, p)X$  при импульсе 9,0 ГэВ/с**

$\theta$ , мрад	$p$ , ГэВ/с	$\Delta p$ , ГэВ/с	$x$	$p_T$ , ГэВ/с	$A_{yy} \pm \Delta A_{yy}$	$A_y \pm \Delta A_y$
85	4,570	0,083	0,506	0,366	$-0,060 \pm 0,019$	$0,062 \pm 0,018$
85	5,079	0,092	0,562	0,407	$0,055 \pm 0,031$	$0,051 \pm 0,029$
85	5,606	0,102	0,620	0,450	$0,018 \pm 0,023$	$0,057 \pm 0,022$
85	6,121	0,110	0,676	0,496	$0,062 \pm 0,030$	$0,037 \pm 0,028$
85	6,641	0,118	0,733	0,541	$0,017 \pm 0,033$	$0,036 \pm 0,031$
85	7,171	0,125	0,791	0,595	$0,028 \pm 0,067$	$-0,026 \pm 0,064$
115	6,553	0,126	0,721	0,769	$-0,095 \pm 0,038$	$-0,054 \pm 0,036$
130	4,557	0,083	0,502	0,598	$-0,019 \pm 0,020$	$0,071 \pm 0,019$
130	5,055	0,096	0,556	0,663	$-0,034 \pm 0,050$	$0,055 \pm 0,047$
130	5,562	0,110	0,612	0,730	$-0,049 \pm 0,026$	$0,011 \pm 0,025$
130	6,066	0,117	0,666	0,799	$-0,145 \pm 0,028$	$0,039 \pm 0,027$
145	6,076	0,116	0,666	0,895	$-0,184 \pm 0,046$	$-0,061 \pm 0,044$
160	4,582	0,088	0,504	0,738	$-0,026 \pm 0,029$	$0,108 \pm 0,027$
160	5,075	0,096	0,556	0,820	$-0,042 \pm 0,026$	$0,076 \pm 0,025$
160	5,582	0,110	0,611	0,900	$-0,174 \pm 0,030$	$0,070 \pm 0,028$

шейся области импульсов невелико, и ядерные мишени можно использовать для получения информации о структуре дейтрона на малых расстояниях. Это подтверждает сделанный ранее вывод, основанный на данных о тензорной анализирующей способности, измерявшейся под нулевым углом [34, 43, 44], где систематическая разница для водородной и углеродной мишеней не превышала  $\sim 20\%$ .

Кривые на рис. 6 вычислены в рамках релятивистской модели жесткого рассеяния [30, 31] с использованием различных ВФД. Штрихпунктирная и штриховая кривые — результаты расчетов с использованием ВФД для парижского [40] и боннского зарядово-зависимого [41] потенциалов соответственно. Сплошные кривые соответствуют вычислениям [60] с использованием релятивистской ВФД Карманова [14]. Видно, что результаты расчетов с использованием стандартных ВФД, зависящих только от одной переменной  $k$ , не воспроизводят поведение экспериментальных данных для всех углов вылета протона, тогда как кривые, вычисленные с использованием релятивистской ВФД, находятся в качественном согласии с экспериментальными данными; для углов вылета протона 130 и 160 мрад наблюдаются определенные расхождения при больших значениях импульсов протонов. Отметим сильную зависимость величин  $A_{yy}$ , полученных при фиксированном значении импульса протона, от угла регистрации.



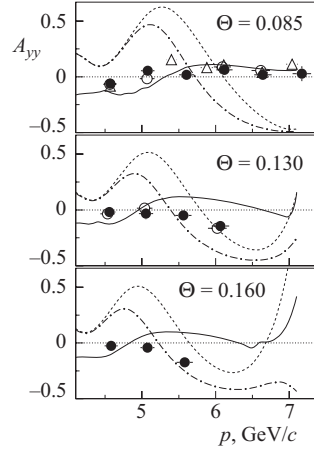


Рис. 6. Зависимости тензорной анализирующей способности  $A_{yy}$  реакции развала дейтрона с начальным импульсом 9 ГэВ/с на ядрах от импульса протона, регистрируемого под углами  $\sim 85$ ,  $\sim 130$  и  $\sim 160$  мрад. Темные и светлые кружки соответствуют данным, полученным на ядрах углерода и водорода. Квадратами показаны результаты предыдущего эксперимента, полученные на углеродной мишени при начальном импульсе дейтрона 9,0 ГэВ/с и угле вылета протона 85 мрад [48]. Сплошные, штрихпунктирные и штриховые кривые — результаты вычислений в модели жесткого рассеяния с использованием релятивистской ВФД [14] и ВФД для парижского [40] и боннского CD [41] потенциалов соответственно

Интересно проследить зависимости тензорной анализирующей способности  $A_{yy}$  реакции  $A(d, p)X$  от переменных, описывающих внутреннюю структуру дейтрона, для всей совокупности данных, полученных при разных начальных энергиях дейтронов.

Значения тензорной анализирующей способности  $A_{yy}$  при фиксированных величинах доли продольного импульса  $x \sim 0,51, 0,55, 0,61, 0,66, 0,72, 0,78$  в зависимости от поперечного импульса протона  $k_T$  показаны на рис. 7. Темные и светлые кружки соответствуют данным, полученным на ядрах углерода и водорода при начальном импульсе дейтрона 9 ГэВ/с. Приведены также данные, полученные на ядрах  $^{12}\text{C}$  под углом 85 мрад при 9 ГэВ/с [48] (треугольники), на ядрах  $^9\text{Be}$  под углом 80 мрад при 4,5 ГэВ/с [49] (квадраты), на ядрах  $^9\text{Be}$  под углом 180 мрад при 5 ГэВ/с [50] (звездочки) и на ядрах  $^{12}\text{C}$  под углом 0 мрад при 9 ГэВ/с [42–44] (ромбики). Кривыми показаны результаты расчетов с использованием релятивистской ВФД Карманова [14].

На рис. 8 те же самые данные о  $A_{yy}$  приведены в зависимости от  $x$ , но теперь при разных значениях  $k_T$ . При этом данные, полученные при разных начальных условиях, были сгруппированы в зависимости от того, в какой

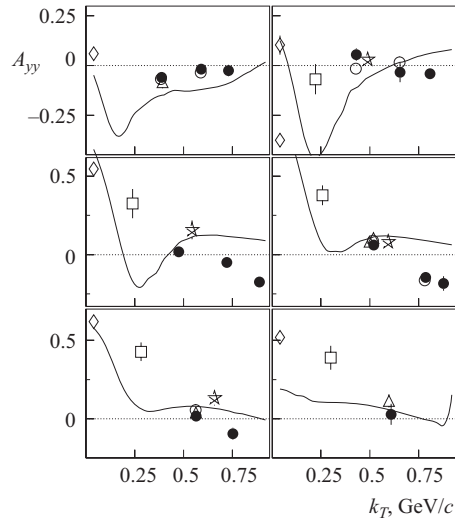


Рис. 7. Зависимость тензорной анализирующей способности  $A_{yy}$  реакции  $A(d, p)X$  от поперечного импульса протона  $k_T$  при фиксированных величинах доли продольного импульса в системе бесконечного импульса  $x \sim 0,51, 0,55, 0,61, 0,66, 0,72$  и  $0,78$

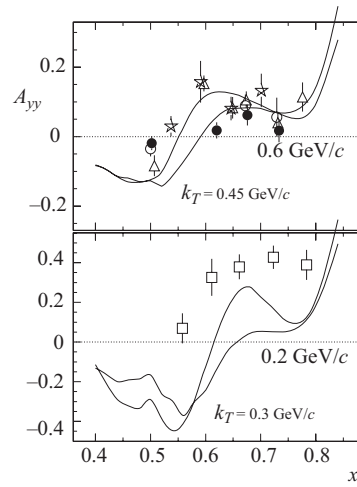


Рис. 8. Зависимости тензорной анализирующей способности  $A_{yy}$  реакции  $A(d, p)X$  от доли продольного импульса  $x$  при различных поперечных импульсах протона  $k_T$ . Символы те же, что и на рис. 7. Кривые — результаты расчетов с использованием релятивистской ВФД

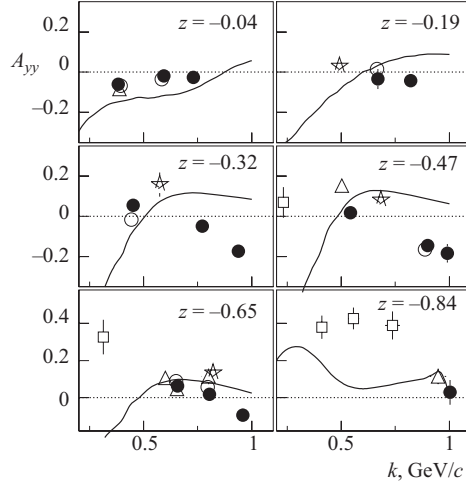


Рис. 9. Зависимости тензорной анализирующей способности  $A_{yy}$  реакции  $A(d,p)X$  от внутреннего импульса  $k$  при значениях переменной  $z \sim -0,04, -0,19, -0,32, -0,47, -0,65$  и  $-0,84$ . Символы те же, что и на рис.7. Кривые — результаты расчетов с использованием релятивистской ВФД

интервал  $k_T$  они попадают: 0,2–0,3 или 0,45–0,6 ГэВ/с. Кривыми показаны результаты расчетов с использованием релятивистской ВФД Карманова.

В целом на рис. 7 и 8 наблюдается неплохое согласие данных по  $A_{yy}$ , полученных при разных энергиях, с результатами расчетов, за исключением данных при 4,5 ГэВ/с, где можно говорить лишь о качественном согласии.

Из рис. 7 и 8 видно также, что данные по  $A_{yy}$  при фиксированных значениях доли продольного импульса  $x$  зависят от поперечного импульса  $k_T$  таким образом, что значения  $A_{yy}$  положительны при малых  $k_T$  и монотонно уменьшаются с увеличением поперечного импульса для всех значений  $x$ . Такое поведение противоречит результатам вычислений с использованием ВФД для стандартных потенциалов  $NN$ -рассеяния, где предсказывается изменение знака  $A_{yy}$  при  $k_T$  вблизи от значения импульса протонов 0,4 ГэВ/с.

Зависимости данных о  $A_{yy}$  от внутреннего импульса  $k$  вблизи от фиксированных значений  $z \sim -0,04, -0,19, -0,32, -0,47, -0,65, -0,84$  показаны на рис.9. На рис.10 приведены зависимости данных о  $A_{yy}$  от  $z$  при разных  $k$ ; при этом данные были сгруппированы в интервалах  $k$  0,2–0,4 и 0,5–0,8 ГэВ/с. Сплошные кривые представляют результаты расчетов с использованием релятивистской ВФД Карманова.

Снова в целом видно качественное согласие результатов расчетов с использованием ВФД Карманова с экспериментальными данными; наибольшее расхождение наблюдается с данными при 4,5 ГэВ/с.

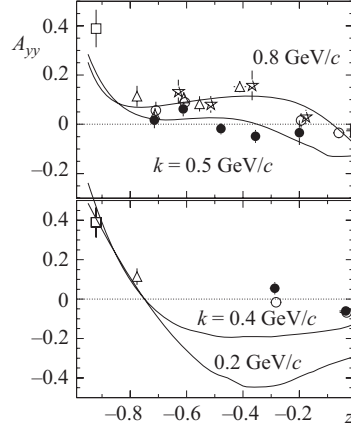


Рис. 10. Зависимости тензорной анализирующей способности  $A_{yy}$  реакции  $A(d,p)X$  от переменной  $z$  при разных значениях внутреннего импульса  $k$ . Символы те же, что и на рис. 7. Кривые — результаты расчетов с использованием релятивистской ВФД

Важно подчеркнуть, что аналогичные зависимости, вычисленные с использованием стандартных нерелятивистских ВФД, отличаются от результатов, полученных с использованием релятивистской ВФД Карманова, и совершенно не согласуются с экспериментальными данными. Использование релятивистской ВФД позволяет адекватно описать такие особенности поведения тензорной анализирующей способности  $A_{yy}$ , как сильную зависимость значений  $A_{yy}$  от поперечного импульса  $k_T$  при фиксированных значениях доли продольного импульса  $x$  или же зависимость  $A_{yy}$  от переменной  $z$  при фиксированных значениях внутреннего импульса  $k$ .

Основное различие между функцией Карманова и нерелятивистскими волновыми функциями состоит в их различных зависимостях от продольной и поперечной компонент внутреннего импульса. Стандартные нерелятивистские функции представляются в виде линейной суперпозиции функций от переменных  $k$  и  $\Omega$ , т. е. в виде суперпозиции обычных  $S$ - и  $D$ -волн. В волновой функции Карманова разделение переменных устроено другим образом: она представляет собой функцию от двух независимых переменных  $x$  и  $k_T$ , где  $x$  — продольная часть полного импульса дейтрона, а  $k_T$  — поперечная часть относительного импульса нуклонов. Конечно, такая функция должна сильно отличаться от обычной суперпозиции  $S$ - и  $D$ -волн. На наш взгляд, этот момент является нетривиальным, и он мог бы соответствовать в рамках обычной динамики учету в скрытом виде некоторых дополнительных механизмов.

Общее заключение состоит в том, что можно говорить не более чем о качественном согласии между существующими данными о тензорной анализирующей способности  $A_{yy}$  и описанием их с помощью использованной релятивистской ВФД. Факторами, влияющими на качество описания, могут быть следующие. Во-первых, данные, представленные при фиксированных  $x$  (или  $z$ ), в действительности были получены при несколько разных  $x$  (или  $z$ ), имеющих разброс относительно фиксированных значений, и они подвержены систематическим ошибкам. Во-вторых, сама релятивистская ВФД получена в определенных приближениях [14]. Кроме того, учет только простых полюсных диаграмм носит пробный характер, но сами вычисления являются последовательно релятивистскими, и в будущем можно будет добавить дополнительные вклады, которые помогут улучшить согласие с экспериментом.

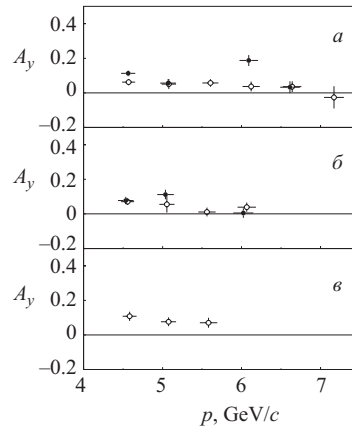


Рис. 11. Зависимости векторной анализирующей способности  $A_y$  реакции развала дейтрона с начальным импульсом 9 ГэВ/с на ядрах от импульса протона, регистрируемого под углами  $\sim 85$ ,  $\sim 130$  и  $\sim 160$  мрад. Темные и светлые кружки соответствуют данным, полученным на ядрах углерода и водорода

Расчеты тензорной анализирующей способности  $A_{yy}$  [59, 60] проводились в предположении, что амплитуда  $NN$ -рассеяния не зависит от спина. Это предположение оправдано при импульсах протонов в области вблизи 5 ГэВ/с. Как следствие, векторная анализирующая способность  $A_y$  должна обращаться в нуль. Измеренная в нашем эксперименте зависимость векторной анализирующей способности  $A_y$  реакции развала дейтрона с начальным импульсом 9 ГэВ/с от импульса протона, регистрируемого под углами  $\sim 85$ ,  $\sim 130$  и  $\sim 160$  мрад, приведена на рис. 11. Светлые и темные кружки соответствуют данным, полученным на углеродной и водородной мишенях. Величина  $A_y$  действительно невелика, но все же имеет отличные от нуля значения. Это

можно рассматривать как указание на то, что в области рассматриваемых энергий зависящая от спина часть амплитуды  $NN$ -рассеяния все же отлична от нуля. Отметим, что ненулевые значения  $A_y$  были получены и в экспериментах на бериллиевой мишени при начальных импульсах дейтрона 4,5 [49] и 5 ГэВ/с [50].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты работы можно сформулировать следующим образом.

- Приведены систематические данные о тензорной  $A_{yy}$  и векторной  $A_y$  анализирующих способностях реакции фрагментации дейтрона  $A(d, p)X$  на ядрах водорода и углерода при начальном импульсе дейтрона 9 ГэВ/с в широком диапазоне поперечных импульсов регистрируемых протонов от 0,4 до 0,9 ГэВ/с. Выполнен анализ всей совокупности имеющихся экспериментальных данных об анализирующей способности  $A_{yy}$  с целью получения новой информации о структуре дейтрона. Данные анализировались в рамках подхода, основанного на полевой динамике светового фронта.
- Величины тензорной анализирующей способности  $A_{yy}$  демонстрируют сильную зависимость от поперечного импульса  $k_T$  при фиксированных значениях доли продольного импульса  $x$  в системе бесконечного импульса, а также плавную зависимость от переменной  $z = \cos \chi = (\mathbf{n} \cdot \mathbf{k})/|\mathbf{k}|$  при фиксированных значениях внутреннего импульса  $k$ .
- Указанные особенности поведения данных о  $A_{yy}$  не воспроизводятся в рамках расчетов с использованием стандартных нерелятивистских волновых функций дейтрона, однако адекватное описание полученных экспериментальных данных на качественном уровне может быть достигнуто с использованием релятивистской волновой функции, полученной Кармановым с сотрудниками [14], которая является функцией независимых переменных  $x$  и  $k_T$ , причем  $x$  представляет долю продольного импульса падающего дейтрона, а  $k_T$  является поперечной компонентой внутреннего импульса нуклонов в дейтроне.
- Полученные данные и выполненный анализ свидетельствуют в пользу такого подхода к описанию релятивизма в физике микромира, когда при отсутствии пертурбативного формализма КХД для описания физики адронов и адронных процессов эффективные степени свободы — адроны — описываются как неприводимые представления группы Пуанкаре.

- Подчеркнем еще раз, что данные об импульсных распределениях нуклонов, испускаемых в реакциях  $A(d, p)X$ , хорошо описываются в рамках динамики светового фронта с использованием даже нерелятивистских ВФД, соответствующим образом преобразованных при переходе в систему движущегося дейтрона. При этом согласие с экспериментальными данными имеет место вплоть до поперечных импульсов протонов 0,5–1 ГэВ/с. Это означает, что в той области, где нуклоны должны перекрываться и использование концепции волновой функции, казалось бы, трудно оправдать, нуклоны удивительным образом сохраняют свою индивидуальность.
- Однако при переходе к исследованию поляризационных наблюдаемых, а именно тензорной анализирующей способности  $A_{yy}$  реакции  $A(d, p)X$ , интерпретация данных в этом же подходе с использованием нерелятивистских ВФД оказывается полностью несостоятельной. Лишь использование релятивистской ВФД Карманова позволяет получить качественное объяснение данных. В связи с этим отметим, что учет простых полюсных диаграмм в нашем подходе носит пробный характер, и в будущем можно будет добавить дополнительные вклады, чтобы лучше понять, что происходит с дейтроном при релятивистских внешних и внутренних импульсах.
- Величина векторной анализирующей способности  $A_y$  невелика, но все же имеет отличные от нуля значения. Это можно рассматривать как указание на то, что в области рассматриваемых энергий зависящая от спина часть амплитуды  $NN$ -рассеяния отлична от нуля.

Авторы признательны персоналу синхрофазотрона и источника поляризованных дейтронов ПОЛЯРИС ЛВЭ ОИЯИ за хорошие условия эксперимента. Авторы благодарят В. В. Архипова, В. К. Бондарева, А. А. Каргамышева, В. А. Каширина, В. А. Кузнецова, Ю. К. Пилипенко, Г. Д. Столетова, Г. Филипова и А. П. Цвинева, профессоров А. И. Малахова и В. Н. Пенева за их постоянную помощь в ходе данной работы. Авторы благодарны за помощь во время эксперимента Л. В. Будкину, В. П. Ершову, А. С. Никифорову, В. Г. Перевозчикову, Ю. К. Пилипенко, Е. В. Рыжову, А. И. Широкову, О. А. Титову и В. В. Фимушкину, а также профессорам А. Н. Прокофьеву и А. А. Жданову за сцинтилляционные счетчики для поляриметра. Обсуждение ряда вопросов с В. А. Кармановым, Ж. Карбонеллом, В. И. Комаровым, М. В. Токаревым и Ю. Н. Узиковым было чрезвычайно полезным и плодотворным. Особенно авторы благодарны Н. П. Юдину, прояснившему ряд тонких и принципиальных вопросов релятивизма составных систем; сотрудничество с Н. П. Юдиным всегда доставляло авторам истинное удовольствие.

Данная работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (гранты № 06-02-16728а и № 07-02-00102а).

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Weinberg S.* // Phys. Rev. **150**, 1313 (1966).
2. *Dirac P. A. M.* // Rev. Mod. Phys. **21**, 392 (1949).
3. *Kogut J., Susskind L.* // Phys. Rep. **8**, 75 (1973).
4. *Brodsky S. et al.* hep-ph/9705477 (1997).
5. *Карманов В. А.* // ЭЧАЯ. **19**, 526 (1988).
6. *Karmanov V. A., Smirnov A. V.* // Nucl. Phys. **A546**, 691 (1992); Nucl. Phys. **A575**, 520 (1994);
7. *Carbonell J. et al.* // Phys. Rep. **300**, 125 (1998).
8. *Coester F.* // Prog. Part. Nucl. Phys. **29**, 1 (1992).
9. *Keister B. D., Polizou W. N.* // Adv. Nucl. Phys. **20**, 225 (1991).
10. *Узиков Ю. Н.* // ЭЧАЯ. **29** 1405 (1998).
11. *Tijon J. A.* // XIV Conf. on Few Body Problems in Physics, Williamsburg, Virginia, 1994, AIP Conf. Proc. N.Y. **No. 334**, 177 (1995).
12. *Буров В. В., Достовалов В. Н., Сушков С. Е.* // ЭЧАЯ. **23**, 721 (1992).
13. *Kaptari L. P. et al.* // Phys. Rev. **C57** 1097 (1998); Eur. Phys. J. **A17**, 119 (2003); **A19** 301 (2004).
14. *Carbonell J., Karmanov V. A.* // Nucl. Phys. **A581**, 625 (1995); *Karmanov V. A., Carbonell J.* nucl-th/0207075 (2002).
15. *Carbonell J., Karmanov V. A.* // Eur. Phys. J. **A6**, 9 (1999).
16. *Abbott D. et al.* // Phys. Rev. Lett. **82**, 1379 (1999); Eur. Phys. J. **A7**, 421 (2000); Phys. Rev. Lett. **84**, 5053 (2000).
17. *Antonov A. N. et al.* // Phys. Rev. **C65**, 024306 (2002).
18. *Day D. B. et al.* // Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **40**, 357 (1990).
19. *Bosted P. et al.* // Phys. Rev. Lett. **49**, 1380 (1982).
20. *Ciofi degli Atti C., Pace E., Salmé G.* // Phys. Rev. **36**, 1208 (1987); Phys. Rev. **C43**, 1155 (1991).
21. *Brodsky S. J., Farrar G. R.* // Phys. Rev. Lett. **31**, 1153 (1973); Phys. Rev. **D11**, 1309 (1975); *Lepage G. P., Brodsky S. J.* // Phys. Rev. **D22**, 2157 (1980).
22. *Matveev V. A., Muradyan R. M., Tavkhelidze A. N.* // Lett. Nuovo Cim. **7**, 719 (1973).
23. *Bochna C. et al.* // Phys. Rev. Lett. **81**, 4576 (1998); *Schulte C. E. et al.* // Phys. Rev. Lett. **87**, 102302 (2001).
24. *Brodsky S. J., Chertok B. T.* // Phys. Rev. Lett. **37**, 269 (1976); Phys. Rev. **D14**, 3003 (1976).



25. Berthet P. et al. // J. Phys. G.: Nucl. Phys. **8**, L111 (1982); Booth N. E. et al. // Phys. Rev. **D4**, 1261 (1971); Dubal L. et al. // Phys. Rev. **D9**, 597 (1974); Adler J. C. et al. // Phys. Rev. **C6**, 2010 (1972); Boschitz E. T. et al. // Phys. Rev. **C6**, 457 (1972).
26. Uzikov Yu. N. // JETP Lett. **81**, 3031 (2005).
27. Wijesooriya K. et al. // Phys. Rev. Lett. **86**, 2975 (2001).
28. Brodsky S. J., Lepage G. P. // Phys. Rev. **D24**, 2848 (1981).
29. Brodsky S. J., Hiller J. R. // Phys. Rev. **D46**, 2141 (1992).
30. Schmidt I. A., Blankenbecler R. // Phys. Rev. **D15**, 3321 (1977); Wong Ch Y., Blankenbecler R. // Phys. Rev. **C22**, 2433 (1980); Chemtob M. et al. // Nucl. Phys. **A314**, 387 (1979).
31. Ажгирей Л. С. и др. // ЯФ. **48**, 87 (1988).
32. Lukasov G. I., Dolidze M. G. // Z. Phys. **A336**, 339 (1990); Лыкасов Г. И. // ЭЧАЯ. **24**, 140 (1993).
33. Azhgirey L. S., Ignatenko M. A., Yudin N. P. // Z. Phys. **A343**, 35 (1992).
34. Perdrisat C. F. et al. // Phys. Rev. Lett. **59**, 2840 (1987); Punjabi V. et al. // Phys. Rev. **C39**, 608 (1989).
35. Anderson L. et al. // Phys. Rev. **C28**, 1224 (1983).
36. Аблеев В. Г. и др. // Письма в ЖЭТФ. **37**, 196 (1983); Ableev V. G. et al. // Nucl. Phys. **A393**, 491 (1983); **A411**, 541(E) (1983).
37. Ableev V. G. et al. // JINR Rapid Comm. **1[52]-92**, 10 (1992).
38. Ажгирей Л. С. и др. // ЯФ **46**. 1134 (1987); ЯФ **53**. 1591 (1991).
39. Azhgirey L. S. et al. // Nucl. Phys. **A528**, 621 (1991).
40. Lacombe M. // Phys. Lett. **B-101**, 139 (1981).
41. Machleidt R. // Phys. Rev. **C63**, 024001 (2001).
42. Аблеев В. Г. и др. // Письма в ЖЭТФ. **47**, 558 (1988); Ableev V. G. et al. // JINR Rapid Comm. **4[43]-90**, 5 (1990).
43. Aono T. et al. // Phys. Rev. Lett. **74**, 4997 (1995).
44. Azhgirey L. S. et al. // Phys. Lett. **B387**, 37 (1996).
45. Cheung N. E. et al. // Phys. Lett. **B284**, 210 (1992).
46. Nomofilov A. A. et al. // Phys. Lett. **B325**, 327 (1994).
47. Kuehn B. et al. // Phys. Lett. **B334**, 298 (1994); Azhgirey L. S. et al. // JINR Rapid Comm. **3[77]-96**, 23 (1996).
48. Afanasiev S. V. et al. // Phys. Lett. **B434**, 21 (1998); Ажгирей Л. С. и др. // ЯФ **62**. 1796 (1999).
49. Ladygin V. P. et al. // Few-Body Systems **32**. 121 (2002); Ажгирей Л. С. и др. // ЯФ **66**. 719 (2003).
50. Azhgirey L. S. et al. // Phys. Lett. **B595**, 151 (2004); Ажгирей Л. С. и др. // ЯФ **68**. 2191 (2005).
51. Дахно Л. Г., Никонов В. А. // ЯФ **50**. 1757 (1989).

52. *Kartari L. et al.* // Phys. Lett. **B351**, 400 (1995).
53. *Buck W. W., Gross F.* // Phys. Lett. **B63**, 286 (1976); Phys. Rev. **D20**, 2361 (1979).
54. *Браун М. А., Токарев М.* // ЭЧАЯ **22**. 1237 (1991).
55. *Kobushkin A. P.* // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **19**, 1993 (1993).
56. *Brodsky S. J., Hiller J. R.* // Phys. Rev. **C28**, 475 (1983).
57. *Neudatchin V. G. et al.* // Phys. Rev. **C43**, 2499 (1991).
58. *Kobushkin A. P.* // Phys. Lett. **B421**, 53 (1998).
59. *Ажгирей Л. С., Юдин Н. П.* // ЯФ **57**. 160 (1994).
60. *Ажгирей Л. С., Юдин Н. П.* // ЯФ **68**. 163 (2005).
61. *Anishchenko N. G. et al.* // AIP Conf. Proc. **95**, 445 (1983).
62. *Zolin L. S. et al.* // JINR Rapid Comm. **2[88]-98**, 27 (1998).
63. *Ladygin V. P.* // Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. **A437**, 98 (1999).
64. *Ажгирей Л. С. и др.* // ПТЭ. **1**, 51 (1997).
65. *Azhgirey L. S. et al.* // Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. **A497**, 340 (2003).
66. *Ажгирей Л. С., Разин С. В., Юдин Н. П.* // ЯФ **46**. 1657 (1987).

Получено 27 марта 2007 г.

Редактор *Е. В. Сабеева*

Подписано в печать 27.09.2007.

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

Усл. печ. л. 1,69. Уч.-изд. л. 2,12. Тираж 385 экз. Заказ № 55903.

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

E-mail: [publish@pds.jinr.ru](mailto:publish@pds.jinr.ru)

[www.jinr.ru/publish/](http://www.jinr.ru/publish/)