ИЗУЧЕНИЕ СТРУКТУРЫ ДЕЙТРОНА В ЭКСКЛЮЗИВНЫХ РЕАКЦИЯХ РАЗВАЛА

С.Л.Белостоцкий, О.Г.Гребенюк, О.В.Миклухо, В.Н.Никулин

Введение

Исследование высокоимпульсной части дейтронной волновой функции является важной задачей адронной и ядерной физики. Дейтрон, как простейшая ядерная система, предоставляет возможность наблюдать короткодействующие нуклон-нуклонные корреляции в чистом виде без усложнений, связанных с ядерной средой.

Хорошим способом изучения структуры дейтрона являются эксперименты по квазиупругому развалу с использованием в качестве пробных частиц электронов или протонов промежуточных энергий. Вариантом способа является использование пучков дейтронов с последующей регистрацией спектаторных частиц в реакциях фрагментации на протонной или ядерной мишенях.

В импульсном приближении (И.П.) дифференциальное сечение реакции развала пропорционально импульсному распределению нуклонов в дейтроне

$$\rho(q) = U^2(q) + W^2(q) \,, \tag{1}$$

где U и W есть S- и D-волновые функции дейтрона, а q -внутридейтронный импульс. Поляризационные наблюдаемые выражаются через другие комбинации функций U и W, что позволяет, в принципе, определять их экспериментальным путем.

Поведение U- и W-функций при малых q можно предсказать теоретически, используя нерелятивистскую модель дейтрона с потенциалом (боннским, парижским и пр.). Общей чертой всех потенциальных описаний является доминирование D-волны в области $q \sim (0.3 - 0.7)$ ГэВ/с и пересечение нуля S-волной при $q \simeq 0.4$ ГэВ/с. С другой стороны, использование нерелятивистского подхода при $q > (0.2 - 0.3)$ ГэВ/с может вызывать сомнения. Релятивистские поправки и возможные эффекты внутренней структуры нуклонов в дейтроне (например, образование $6q$-мешка) могут существенно модифицировать поведение U- и W-функций, в частности, сдвинуть положение нуля функции U. К сожалению, чувствительность экспериментальных данных к дейтронной структуре падает с ростом q вследствие относительного роста вклада поправок к И.П., связанных с перерассеянием нуклонов (глауберовским и взаимодействием в конечном состоянии), возбуждением Δ и пр. В результате И.П. "тонет" в поправках, учет которых является не простой теоретической задачей. Таким образом, эффективное исследование самой дейтронной структуры возможно лишь в области, где И.П. доминирует, или, по крайней мере, поправки должны быть по порядку величины сравнимы с И.П.

Существуют два типа экспериментов по квазиупругому развалу и фрагментации дейтронов при промежуточных энергиях: эксклюзивные (Witten 1975, Felder 1977, Bernheim 1981, Turk-Chicze 1984, Mehnert 1984, Perdrisat 1985) и инклюзивные (Bosted 1982, Perdrisat 1982, Аблеев 1983, Ажгирей 1987) эксперименты. В эксклюзивных экспериментах регистрируют на совпадения две рассеянные частицы: ep, pp или pn. Кинематика события в этих экспериментах полностью восстанавливается. В инклюзивных экспериментах регистрируется либо одна рассеянная частица: электрон (Bosted 1982) или протон (Ажгирей

1987), либо летящий вперед в результате фрагментации протон (Аблеев 1983, Perdrisat 1982). В последнем случае этот протон трактуется как спектатор (в И.П.). Обзор эксклюзивных и инклюзивных экспериментов сделан Пунджаби и Пердриза на конференции "Дубна. Дейтрон–1991".

В эксклюзивном варианте возможно изучение отдельных кинематических конфигураций. Это создает определенные преимущества при вычислении поправок к И.П. и, в конечном счете, способствует правильному пониманию механизма реакции.

Следует отметить, что обычно данные по развалу дейтрона демонстрируют сильное превышение над И.П., начиная с $q \sim (0.25 - 0.3)$ ГэВ/с. В большинстве случаев для данных, полученных на протонах, превышение над И.П. дается фактором 2-10 при $q > 0.2$ ГэВ/с в зависимости от геометрии установки и других экспериментальных условий. Для электроразвала (Сакле) отклонение от И.П. существенно меньше (фактор 0.5–1.1). Традиционные поправки на взаимодействие в конечном состоянии и Δ-возбуждение позволяют достигнуть очень хорошего описания процесса электроразвала вплоть до $q \simeq 0.5$ ГэВ/с с обычным парижским потенциалом, т.е. не прибегая к экзотике типа $6q$-мешка.

В последующих главах описаны два эксклюзивных эксперимента, выполненных нами в Гатчине[1,2] и совместно с LNS, SPhN(Франция), William and Mary College(США), Seol University(Корея) и KFKI(Венгрия) на ускорителе Сатурн в Сакле[3-5].

Гатчинский эксперимент

Гатчинский эксперимент по квазиупругому развалу дейтрона был проведен в несимметричной по углам вылета вторичных нуклонов геометрии и максимально приближен к условиям, в которых поправки к И.П. оставались бы на достаточно низком уровне. Фактически было выполнено два эксперимента. В первом [1] реакция $pd \to pp(n)$ изучалась с помощью двухплечевого магнитного спектрометра до $q = 0.3$ ГэВ/с под углами $\Theta_1 = 20°$ и $\Theta_2 = 60°$, причем в канале протона отдачи (60°) был установлен поляриметр и измерялась поляризация, что служило независимым критерием применимости И.П. — поляризация не должна отличаться от поляризации в свободном pp-рассеянии при соответствующей кинематике. Во втором эксперименте [2] в идентичных кинематических условиях изучались реакции $pd \to pp(n)$ и $pd \to pn(p)$ при углах $\Theta_1 = 20°$ и $\Theta_2 = 60°$, отвечающих квазиупругой геометрии, а также при выходе из квазиупругой геометрии: $\Theta_1 = 30°$ и $\Theta_2 = 60°$. Для регистрации нуклона отдачи использовался широкозахватный сцинтилляционный детектор. Поляризация по этой причине не измерялась. Реакции $pd \to pp(n)$ и $pd \to pn(p)$ были изучены до $q = 0.48$ ГэВ/с и $q = 0.35$ ГэВ/с, соответственно. Кроме того, были выполнены измерения при углах $\Theta_1 = 15°$, $\Theta_2 = 78°$ и $\Theta_2 = 115°$. Этот последний эксперимент имел целью поиск дибарионных резонансов в спектре pn-эффективных масс. Никаких указаний на существование дибарионного резонанса не было обнаружено [6]. Данные по дифференциальным сечениям, полученные в этом эксперименте, использовались в качестве дополнительного контроля механизма реакции при заведомо неквазиупругой геометрии.

Импульс протона, вылетевшего под углом Θ_1 вперед, измерялся магнитным спектрометром. При этом условии регистрация протона (нейтрона) отдачи под углом Θ_2 является достаточной для восстановления кинематики реакции, если в конечном состоянии действительно оказываются три нуклона. Для исключения реакций мезонообразования, а также для выделения эффекта над фоном случайных совпадений использовался критерий времени пролета нуклона отдачи.

Эксперименты по развалу дейтрона проводились главным образом на жидкодейтериевой мишени. Твердая полиэтиленовая мишень использовалась лишь в первых сеансах эксперимента при малых q (< 100 МэВ/с). Обсуждение результатов эксперимента дано в разделе 3.

Поляризованный дейтрон

В предыдущей главе мы описали эксперимент по квазиупругому развалу неполяризованного дейтрона. Этот и подобные эксперименты чувствительны к импульсному распределению нуклонов в дейтроне, которое дается комбинацией (1). Поляризационные наблюдаемые, зависящие от поляризации дейтрона, чувствительны к отношению функций U и W. Таким образом, комбинируя результаты поляризационных и неполяризационных экспериментов, можно, в принципе, получить полную информацию о волновых функциях дейтрона.

Для выбранного направления оси квантования вдоль оси y состояние поляризации дейтрона характеризуется относительными заселенностями $n_{0,\pm}$, которые представляют собой нормированные на единицу ($n_+ + n_0 + n_- = 1$) вероятности найти дейтрон с проекцией спина M на ось квантования равной 0 и ± 1, соответственно. Состояние поляризации дейтрона задается двумя числами, которые удобно представить в виде векторной $p_y \equiv n_+ - n_-$ и тензорной $p_{yy} \equiv n_+ + n_- - 2n_0$ поляризаций дейтрона.

Наличие тензорной поляризации приводит к тому, что импульсное распределение нуклонов не является более сферически симметричным, а зависит от угла ϕ между вектором $\vec{q}$ и осью квантования ($\cos\phi \equiv \frac{q_y}{q}$):

$$\rho(\vec{q}) = \rho_0 \left[1 + p_{yy} \frac{3cos^2\phi - 1}{2} \frac{\sqrt{8}\kappa - 1}{2(1+\kappa^2)} \right] .$$

Здесь $\rho_0 = U^2 + W^2$ и $\kappa = U/W$. Таким образом, отклонение от сферической симметрии определяется тензорной поляризацией p_{yy} и относительным вкладом D-волны. Наличие векторной поляризации p_y приводит к поляризации нуклонов в дейтроне:

$$\mathcal{P}_y = \frac{\kappa^2 - \frac{1}{2} + (1+\sqrt{2}\kappa)\frac{1}{2}(3\cos^2\phi - 1)}{1 + \kappa^2 + \frac{1}{2}p_{yy}(\sqrt{8}\kappa - 1)\frac{1}{2}(3\cos^2\phi - 1)} \, p_y \, .$$

Отсюда непосредственно следует, что поляризационные наблюдаемые в эксперименте с поляризованными дейтронами чувствительны к отношению S- и D-волновых функций при данном внутридейтронном импульсе q.

Рассмотрим реакцию развала поляризованных дейтронов протонами $\vec{d} + p \to p_1 + p_2 + n$. Согласно мадисонской конвенции, дифференциальное сечение реакций на поляризованном дейтроне записывается следующим образом:

$$\frac{d^5\sigma}{dp_1 d\Omega_1 d\Omega_2}(p_y, p_{yy}) = \frac{d^5\sigma}{dp_1 d\Omega_1 d\Omega_2}(0,0) \left[1 + \frac{3}{2}A_y p_y + \frac{1}{2}A_{yy}p_{yy} \right] .$$

Тогда векторная и тензорная анализирующие способности определяются как

$$A_y = \frac{\sigma_+ - \sigma_-}{\sigma_+ + \sigma_0 + \sigma_-} \, , \quad A_{yy} = \frac{\sigma_+ + \sigma_- - 2\sigma_0}{\sigma_+ + \sigma_0 + \sigma_-} \, ,$$

где $\sigma_{0,\pm}$ - сечения при различных спиновых состояниях пучка. В И.П. анализирующие способности равны:

$$A_y = \left[\frac{U^2 - W^2 - \frac{1}{\sqrt{2}}UW}{U^2 + W^2} n_y + \frac{3}{2}\frac{W(\sqrt{2}U + W)}{U^2 + W^2} k_y(\vec{k}, \vec{n})\right] P_{pp} ,$$

$$A_{yy} = \frac{1}{2}\left(1 - 3k_y^2\right)\frac{W(W - 2\sqrt{2}U)}{U^2 + W^2} .$$

Единичный вектор $\vec{n}$ направлен вдоль поляризации протон-протонного рассеяния так, что $\vec{P}_{pp} = P_{pp}\vec{n}$. Единичный вектор $\vec{k}$ направлен вдоль импульса нейтрона в системе центра масс дейтрона.

Поляризация быстрого протона в случае векторно-поляризованного дейтронного пучка может быть выражена через поляризацию с неполяризованным дейтроном P_0 и параметр деполяризации D_v. Поляризация P_0 в И.П. равна P_{pp} и не содержит информации о волновой функции дейтрона, в то время как деполяризация выражается через отношение $U(q)/W(q)$ и деполяризацию в нуклон-нуклонном рассеянии D_{nn}.

Анализирующие способности A_y и A_{yy}, а также поляризационные параметры P_0 и D_v были измерены в широком кинематическом диапазоне в эксперименте LNS 145 в Сакле[3-5].

Эксперимент LNS 145

Ускоритель Сатурн в Сакле производил пучок поляризованных дейтронов с энергией до 2.3 ГэВ (1.15 ГэВ/нуклон) и интенсивностью до 10^{12} 1/с. Размеры пучка на мишени спектрометра SPES-4 были равными 2.5 мм (x) $\times$ 0.4 мм (y). Тензорная и векторная поляризации пучка были близки к 100%.

Пучок с такими параметрами позволял провести эксклюзивный поляризационный эксперимент с полным восстановлением кинематики реакции. Идея эксперимента состояла в получении максимально полной информации о механизме реакции путем измерения трех поляризационных наблюдаемых: тензорной A_{yy} и векторной A_y асимметрии и поляризации, переданной одному из нуклонов.

Энергия налетающего дейтрона была выбрана равной 2 ГэВ, что точно соответствовало гатчинскому эксперименту, где дейтрон был в покое, а налетающий протон имел энергию 1 ГэВ. Это облегчало совместный анализ экспериментов, выполненных в Гатчине и Сакле.

Поляризованный пучок дейтронов с энергией 2 ГэВ и рабочей интенсивностью $3 \cdot 10^9$ дейтронов на импульс фокусировался на жидководородную мишень магнитного спектрометра SPES-4. Две рассеянные частицы, 1 и 2, регистрировались на совпадение с помощью спектрометров SPES и RS, соответственно. Жидкий водород в количестве 0.282 г/см^2 был заключен в ячейку из майлара. Спектрометр SPES-4 представлял собой систему диполей, квадруполей и секступолей, которая обеспечивала двойную фокусировку с промежуточной фокальной плоскостью. Спектрометр обладал импульсным захватом 7% при разрешении $\frac{\Delta P}{P}(FWHM) = 0.2\%$. Телесный угол спектрометра ограничивался сменными коллиматорами и типично составлял $3 \cdot 10^{-4}$ср. В пределах углового захвата спектрометра разрешение по Θ_1 и ψ_1 составляло 0.1° и 0.3°, соответственно.

Угол рассеяния Θ_1, под которым SPES-4 отбирал рассеянные быстрые протоны, был выбран равным $\Theta_1 = 18.2°$. Предназначенный для регистрации протонов отдачи RS устанавливался под углом $\Theta_2 = 57°$ и перекрывал диапазоны в горизонтальной плоскости:

$53° < \Theta_2 < 61°$, и в вертикальной плоскости: $-5.8° < \varphi_2 < +5.8°$. RS состоял из двух блоков пропорциональных камер MWPC1 и MWPC2. MWPC1 и MWPC2 располагались на расстоянии 1.2 и 2.7 м от мишени, соответственно. За MWPC2 на расстоянии 3.03 м располагались 7 пластин сцинтилляционных ΔE-счетчиков толщиной 1 см непосредственно перед матрицей 4 (по горизонтали) $\times 7$ (по вертикали) сцинтилляционных E-счетчиков, каждый $120 \times 120 \times 200$ мм^3. На каждый ряд из 4-х E-счетчиков приходился один ΔE-счетчик. Для измерения поляризации быстрого протона использовался поляриметр POMME (Bonin 1990). Эффективность поляриметра составляла 10% при типичной анализирующей способности 0.2. Таким образом, экспериментальная установка представляла собой двухплечевой спектрометр, геометрия которого соответствовала кинематике квазиупругого рассеяния протонов, принадлежащих дейтронам пучка, на протонах мишени. Измерения производились при шести установках импульса SPES-4: 1.6, 1.7, 1.8, 1.9, 2.0 и 2.05 ГэВ/с. При этом диапазон внутренних импульсов смещался от 30 до 440 МэВ/с. Для каждого фиксированного значения p_1 ввиду большого переносного импульса налетающего дейтрона имеется ограничение в угле вылета протона отдачи (все три частицы летят вперед). Соответственно, имеется две ветви кинематики (два решения для каждого угла Θ_1), отвечающих двум значениям энергии протона отдачи. Как следует из кинематики реакции, подавляющая часть протонов отдачи оказывается в пределах углового захвата RS.

Анализ экспериментальных данных

Анализ описанных экспериментов проводился с помощью теоретической модели, в которой учитывались, помимо графиков И.П., треугольные графики нуклонных перерассеяний и графики возбуждения Δ-изобары. Нуклон-нуклонные амплитуды с полным учетом спиновой и изоспиновой зависимостей вычислялись на основании фазового анализа Арндта. Суммарная амплитуда удовлетворяла принципу Паули.

Основные результаты гатчинского эксперимента приведены на рис.1. Теоретические кривые соответствуют И.П. (штрих-пунктирная линия), расчету с учетом перерассеяний (штриховые линии) и полному расчету с включением графиков с Δ-изобарой (сплошные линии). Пунктирные линии демонстрируют вариант расчета треугольных графиков нуклонных перерассеяний без учета внемассовых промежуточных состояний. Расчеты выполнены в двух вариантах: для боннской и парижской волновых функций дейтрона.

Во всех случаях в рамках принятой модели с перерассеяниями и с учетом Δ-изобары получено хорошее описание $\rho(q)$ и корреляционных сечений. Для реакции $p \to 2p$ в геометрии $\Theta_1 = 20°$ и W геометрии $\Theta_1 = 15°$, $\Theta_1 = 115°$ боннская волновая функция дает лучшее описание, чем парижская. Масштаб различий, однако, недостаточен для серьезных выводов. Хорошее описание сохраняется и при выходе из квазиупругой геометрии для $\Theta_1 = 30°$, несмотря на то, что вклад поправок при $q > 0.3$ ГэВ/с заметно больше, чем для $\Theta_1 = 20°$. Для реакции $p \to pn$ наблюдается некоторое превышение эксперимента над теорией при $q > 0.25$ ГэВ/с. В большинстве случаев учет вклада перерассеяний исчерпывает необходимые поправки к И.П. Для рассеяния назад ($\Theta_2 = 115°$) вклад Δ-изобары оказывается существенным.

Основным итогом неполяризационного эксперимента является возможность адекватного описания структуры дейтрона в рамках нерелятивистского потенциального подхода с боннским (или парижским) потенциалом до весьма больших $q \simeq 0.5$ ГэВ/с. Последняя цифра соответствует межнуклонным расстояниям в дейтроне $r \simeq 0.4$ Фм, при которых было бы естественно ожидать заметного влияния структуры нуклонов, т.е. их неточечности.

Важно подчеркнуть, что сам факт хорошего описания экспериментальных сечений не является достаточным условием адекватности используемого механизма реакции. Альтернативный подход — использование И.П. с модифицированным в области $q > 0.25$ ГэВ/с распределением нуклонов в дейтроне — не исключается данным экспериментом. Важнейшим критерием контроля адекватности используемой теоретической модели является поляризационный эксперимент.

Результаты поляризационного эксперимента, проведенного в Сакле, приведены на рис. 2 и 3. Обозначения кривых такие же, как и на рис.1, за исключением варианта, демонстрирующего роль внемассовых промежуточных состояний в графиках нуклонных перерассеяний (пунктирная линия), который в данном случае не рассматривался. Вся совокупность поляризационных измерений однозначно демонстрирует, что И.П. (штрих-пунктирные линии) не в состоянии удовлетворительно описать полученные данные. Так, для A_{yy} в И.П. приближении должен существовать "скейлинг" (A_{yy} должна зависеть только от внутреннего импульса) для разных установок спектрометра. Отсутствие скейлинга означает, что чистое импульсное приближение не работает независимо от вида используемой волновой функции дейтрона. Напротив, обсуждавшаяся выше модель с перерассеяниями и с полным учетом спиновой переменной дает хорошее описание поляризационных наблюдаемых, в особенности в случае A_y. В случае A_{yy} описание данных является, скорее, удовлетворительным, однако поправки к И.П. работают в правильном направлении.

Итак, совместный анализ обоих экспериментов показывает, что наблюдавшееся ранее как в эксклюзивных, так и инклюзивных реакциях превышение над И.П. (начиная с 0.2-0.3 ГэВ/с) обусловлено, скорее всего, вкладом механизма перерассеяния нуклонов в конечном состоянии. При этом классические волновые функции (парижская и боннская) достаточно хорошо представляют структуру дейтрона вплоть до весьма больших внутридейтронных импульсов (0.5 ГэВ/с). Эффекты внутренней структуры нуклонов могут, в принципе, проявляться, однако чувствительность к ним в представленных здесь двух дейтронных экспериментах оказывается недостаточной.

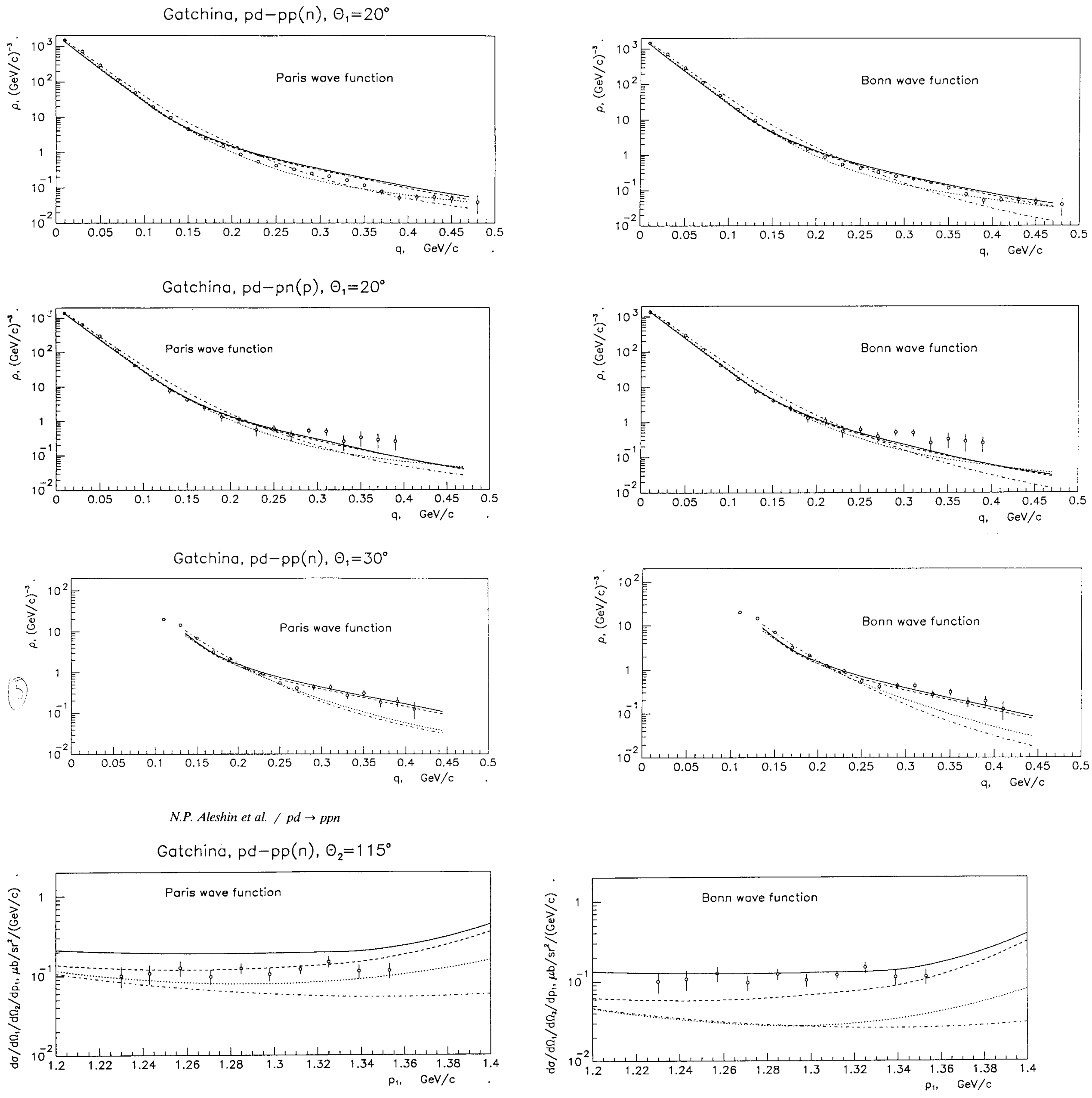

Рис. 1: Экспериментальные и теоретические импульсные распределения нуклонов в дейтроне.

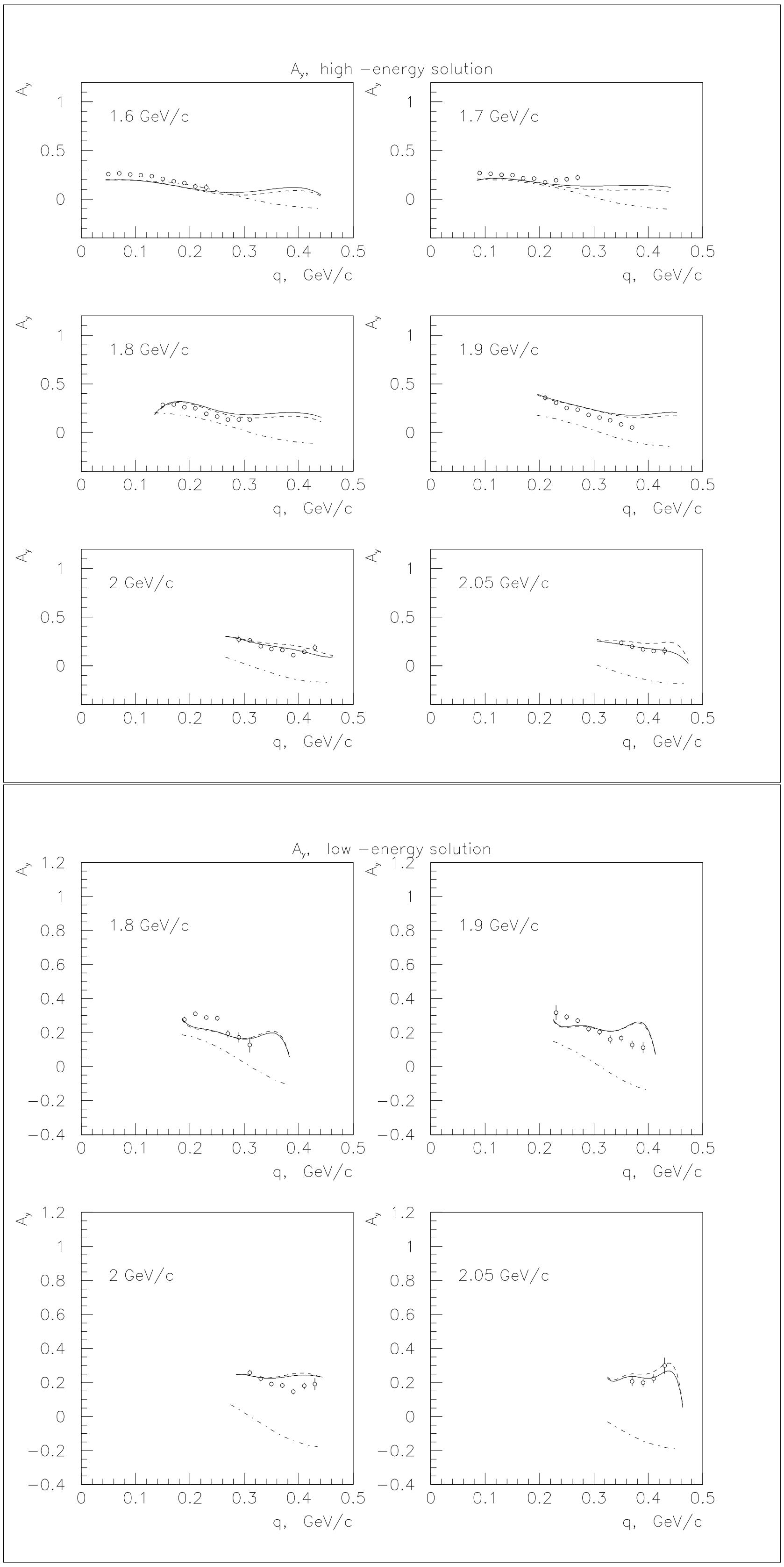

Рис. 2: Векторная анализирующая способность A_y.

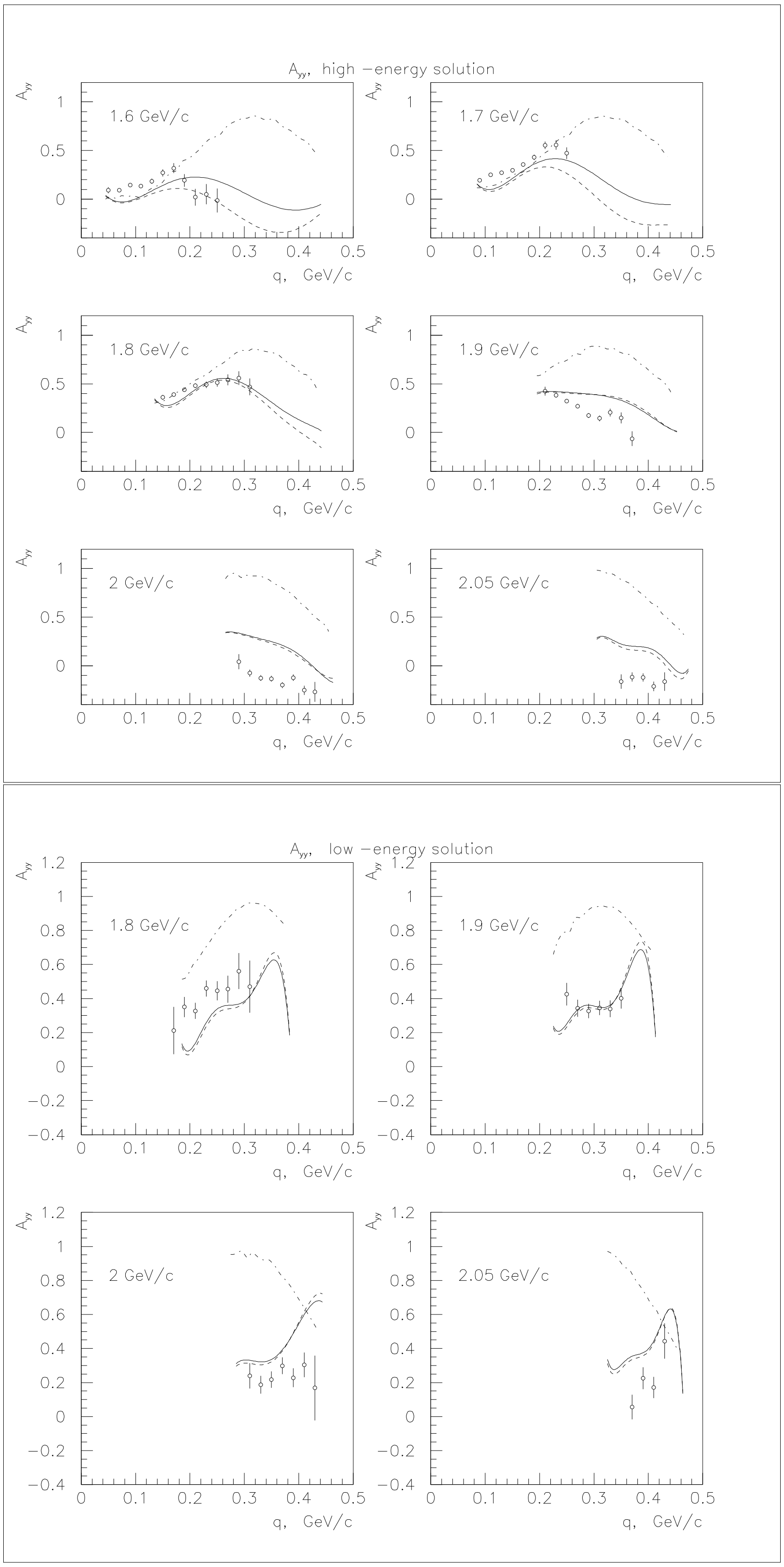

Рис. 3: Тензорная анализирующая способность A_{yy}.

Список литературы

[1] *N.P.Aleshin, S.L.Belostotski, Yu.V.Dotsenko, O.G.Grebenyuk, C.M.Kochenda, L.G.Kudin, N.P.Kuropatkin, S.I.Manaenkov, O.V.Mikluho, V.N.Nikulin, O.E.Prokofiev, A.Yu.Tsaregorodtsev, S.S.Volkov, J.Eró, J.Kecskeméti, P.Koncs, Zs.Kovács and Z.Seres .* // Phys.Lett., 1990. V.237B (No 1). P.29–32.

[2] *N.P.Aleshin, S.L.Belostotski, O.G.Grebenyuk, V.A.Gordeev, E.N.Komarov, C.M.Kochenda, V.I.Lasarev, S.I.Manaenkov, O.V.Mikluho, V.V.Nelyubin, V.N.Nikulin, O.E.Prokofiev, V.V.Sulimov and V.V.Vikhrov.* // Nucl.Phys., 1994, V.568A. P.809-827.

[3] *J.Erő, Z.Fodor, P.Koncz, Z.Seres, C.F.Perdrisat, V.Punjabi, A.Boudard, B.Bonin, M.Garçon, R.Lombard, B.Mayer, Y.Terrien, M.Boivin, E.Tomasi-Gustafsson, J.Yonnet, H.C.Bhang, M.Youn, S.L.Belostotski, O.G.Grebenyuk, L.G.Kudin and V.N.Nikulin.* // Phys. Rev., 1994. V.50C (No 6). P.2687–2694.

[4] *S.L.Belostotski and O.G.Grebenyuk.* The $\vec{d}p \to \vec{p}pn$ reaction at 2 GeV energy as test of deuteron structure and reaction mechanism. // 14 International IUPAP Conference on Few Body Problems in Physics, May 26-31, 1994 (contributed paper), Williamsburg, Virginia. USA.

[5] *S.L.Belostotski, O.G.Grebenyuk, L.G.Kudin, V.N.Nikulin, A.Boudard, B.Bonin, M.Garçon, R.Lombard, B.Mayer, Y.Terrien, M.Boivin, E.Tomasi-Gustafsson, J.Yonnet, H.C.Bhang, M.Youn, C.F.Perdrisat, V.Punjabi, J.Erő, Z.Fodor, P.Koncz and Z.Seres.* // Measurement of Polarization Observables in $\vec{d} + p \to \vec{p} + p + n$ Reaction at T_d=2.0 GeV, Phys.Rev., 1996.

[6] *Н.П.Алешин, С.Л.Белостоцкий, В.В.Вихров, В.А.Гордеев, А.Ю.Киселев, Л.М.Коченда, Е.Н.Комаров, В.И.Лазарев, В.В.Лысенко, О.В.Миклухо, Ю.Г.Нарышкин, В.В.Нелюбин, В.В.Никулин, В.В.Сулимов, А.В.Шведчиков.* // Ядерная физика, 1992. Т.55 (вып.9). С.2462–2467.