«ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И АТОМНОГО ЯДРА»
1993, ТОМ 24, ВЫП.1

УДК 539.14; 539.17

РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ДЕЙТРОНЕ И ПРОЦЕССЫ ЕГО ФРАГМЕНТАЦИИ НА НУКЛОНЕ

Г.И.Лыкасов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Рассмотрены релятивистские явления в дейтроне, взаимодействие его с нуклонами при высоких и промежуточных энергиях, а также кварковые эффекты. Кратко изложен метод диаграммной техники Вайнберга на световом фронте. Проведен анализ dN-взаимодействий в рамках этого подхода, рассмотрены процессы фрагментации дейтрона, жесткого NN-рассеяния в pd-взаимодействиях. Проведено сравнение теории с экспериментом, сделаны предсказания новых экспериментов.

The review is presented of the relativistic phenomena in a deuteron, its interactions with nucleons at high and intermediate energies, as well as quark effects in a deuteron. The method of Weinberg's diagram technique at the light cone is briefly reviewed. Then this approach is applied to the deuteron-nucleon processes: the fragmentation of a deuteron and hard NN collision by dN interaction. The comparison of the theory with experimental data and predictions for new experiments are made.

ВВЕДЕНИЕ

Исследование взаимодействия дейтронов с нуклонами и ядрами при высоких энергиях в последнее время стало чрезвычайно актуальным. Особый интерес проявляется к таким процессам, которые позволили бы получить дополнительную информацию о стуктуре дейтрона. Это процессы фрагментации дейтрона на разных мишенях, т.е. стриппинг $dN \to pX$, $dA \to pX$ [1—3], жесткое рассеяние [4—7], рождение адронов h в процессах $Nd \to hX$ в кинематической области, запрещенной для реакции $NN \to hX$ на свободном нуклоне, так называемые кумулятивные процессы [1,4,8]. С такой же целью изучают и процессы упругого и квазиупругого [9,10] ed-рассеяния, глубоконеупругое ed-взаимодействие [11,12] и др.

Исследуя подобные процессы в кинематической области, соответствующей малым внутридейтронным расстояниям, авторы многих работ пытаются извлечь информацию о кварковой структуре дейтрона из сравнения результатов теоретических расчетов с экспериментальными данными. Существует ряд подходов к описанию кварковой структуры дейтрона [2,13,14]. Довольно часто используется нерелятивистская, так называемая гибридная модель [14] для учета шестикваркового состояния дейтрона. Однако, как показано в [13,15,17], релятивистские эффекты чрезвычайно важны, особенно в области малых внутридейтронных расстояний [17], хотя однозначной процедуры релятивизации волновой функции дейтрона (ВФД) до сих пор нет. В связи с этим возникает вопрос, насколько правдоподобны результаты описания экспериментальных данных и новые предсказания, выполненные в рамках гибридной кварковой модели, если кварковая структура дейтрона изучается в рамках нерелятивистского потенциального подхода [14].

Кроме того, авторы работ [16,18,19], исследуя структуру дейтрона на малых внутридейтронных расстояниях, пользуются простейшим полюсным приближением или даже спектаторным механизмом при анализе вышеназванных процессов. В то же время, как показано в [20—23], одним полюсным приближением и тем более одним спектаторным механизмом ограничиваться нельзя при исследовании Nd- и ed-процессов, в определенных кинематических областях довольно значительными оказываются вклады неполюсных неспектаторных графиков.

Поэтому в предлагаемом читателю обзоре анализируется роль этих очень важных явлений при исследовании dN-взаимодействий в области промежуточных и высоких энергий: релятивистские эффекты в дейтроне и механизм dN-реакции. Релятивистские эффекты в дейтроне рассматриваются в данном обзоре в рамках устоявшихся подходов, предложенных ранее разными авторами [13,15,16,18,19,24,25]. Для анализа механизма dN-взаимодействия при высоких энергиях предложен подход [17], основанный на диаграммной технике Вайнберга в системе бесконечного импульса (СБИ) [26—28], учитывающий релятивизацию ВФД. Преимущество такого рассмотрения по сравнению с другими состоит в том, что оно, с одной стороны, позволяет получить выражение для амплитуды dN-процесса, зависящее явно только от релятивистски-инвариантных переменных, а с другой стороны, такой подход технически более прост при вычислении матричных элементов dN-реакций по сравнению с расчетом фейнмановских диаграмм.

План изложения в настоящем обзоре следующий. В разд.1 дан краткий обзор разных методов релятивизации ВФД, особое место уделено обсуждению ковариантного подхода, предложенного В.Кармановым [15]. В разд.2 изложена суть диаграммной техники Вайнберга [27,28] и ее применение к анализу дейтрон-нуклонных процессов. В разд.3 рассматриваются конкретные процессы dN-взаимодействия: а) фрагментация дейтрона $dN \to pX$, б) «жесткое» dN-рассеяние.

Приведены результаты расчетов различных наблюдаемых величин, в том числе и поляризационных характеристик, сравнение теории с экспериментом, новые предсказания. В разд.4 рассмотрен один из подходов к исследованию ненуклонных степеней свободы в дейтроне. И, наконец, в разд.5 сделаны основные выводы из изложенного в предыдущих главах, показана важность исследования dN-процессов в кинематической области, соответствующей малым внутридейтронным расстояниям. Обсуждаются перспективы теоретического и экспериментального исследования структуры дейтрона.

1. РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ДЕЙТРОНЕ

В этом разделе мы хотим кратко изложить два подхода [13,15,16, 18,19] к проблеме релятивизации ВФД. Вначале попытаемся понять, основываясь на вышеупомянутых работах, от каких переменных она должна зависеть.

В общем релятивистском случае дейтронная вершина dNN не сводится только к диссоциации дейтрона на два нуклона, она может включать в себя еще аннигиляцию $N\bar{d} \to NN$, поэтому распадную вершину дейтрона не всегда можно свести к обычной волновой функции дейтрона, квадрат которой есть вероятность найти нуклон в дейтроне с определенным импульсом. Как известно, фейнмановский график n-го порядка эквивалентен $n!$ графикам, упорядоченным во времени, старой теории возмущений (СТВ). Если dN-процессы рассматривать в системе бесконечного импульса (СБИ), то многие графики в СТВ дают вклад порядка $1/P$, где P — суммарный импульс начальных частиц, поэтому при $P \to \infty$ ими можно пренебречь. Остаются только те диаграммы, которые соответствуют диссоциации дейтрона на два нуклона [27—29].

На рис.1 для примера приведены фейнмановская диаграмма процесса $dN \to NNN$ (рис.1,*а*) и эквивалентные ей две диаграммы СТВ, упорядоченные во времени t (рис.1,*б*,*в*).

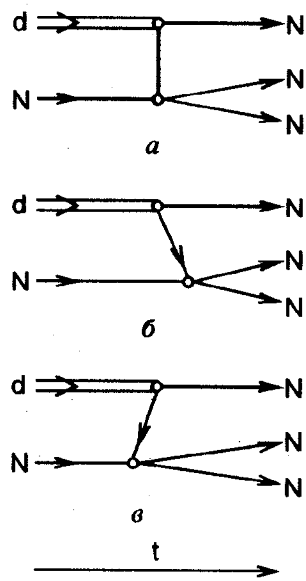
Диаграмма рис.1,*в* ведет себя как $1/P^2$, если NN-вершина не зависит от спина [27—29], т.е. убывает с ростом P. Если же учесть спиновую зависимость NN-взаимодействия, то вклад диаграммы будет убывать как $1/P$ [27—29].

Поэтому можно ввести понятие волновой функции дейтрона с обычной вероятностной интерпретацией. Но возникает вопрос: от каких переменных она должна зависеть? Согласно [18,19,30] Ψ зависит от

$$k^2 = \frac{m_\perp^2}{4x(1-x)} - m^2,$$

где x — переменная светового фронта, которая связана с импульсом протона-спектатора q, вылетающего назад в системе покоя дейтрона (нук-

Рис.1. Фейнмановские диаграммы процесса $dN \to NNN$ и эквивалентные графики старой теории возмущения



лон-спектатор соответствует линии, выходящей из верхней вершины диаграммы рис.1,*а* или 1,*б*), следующим образом [8,13]: $x = (E(q) + q)/(2m)$; $E(q) = \sqrt{q^2 + m^2}$ — энергия протона-спектатора; $m_\perp^2 = k_\perp^2 + m^2$; $k_\perp$, m — поперечный импульс и масса внутридейтронного нуклона. Переменная k^2 есть величина, пропорциональная разности энергий в dNN-вершине диаграммы рис.1,*б*, как отмечалось в работе [30], т.е. $k^2 \sim P\Delta E$, где $\Delta E = E(p_d) - E(k_1) - E(k_2)$. Последнее легко получить, если записать импульсы падающего дейтрона p_d, внутридейтронных нуклонов k_1, k_2 в СБИ:

$$
\begin{gathered}
p_d(P + M_d^2/2P, O_\perp, P); \\
k_1(xP + \frac{m_\perp^2}{2xP}, k_\perp, xP); \qquad (1) \\
k_2((1-x)P + \frac{m_\perp^2}{2(1-x)P}, -k_\perp, (1-x)P).
\end{gathered}
$$

Напомним, что в СТВ в каждой вершине диаграммы, например рис.1,*б*,*в*, трехимпульс сохраняется, а энергия — нет, хотя энергия и трехимпульс для всей реакции сохраняются. При этом все частицы, в том числе и в промежуточном состоянии, находятся на массовой поверхности. А в диаграммной технике Фейнмана в каждой вершине диаграммы, например рис.1,*а*, четырехимпульс сохраняется, но промежуточная частица с четырехимпульсом k_N — внемассовая, т.е. $k_N^2 \neq m^2$, m — масса частицы.

В таком подходе [18,19] ВФД Ψ связана с нерелятивистской ВФД $\Phi_{\text{н.р.}}$, но зависящей от релятивистски-инвариантной переменной k^2:

$$
\Psi(x, k_\perp) = \left(\frac{m_\perp^2}{4x(1-x)}\right)^{1/4} \Phi_{\text{н.р.}}(k^2). \qquad (2)
$$

При этом Ψ нормирована следующим образом:

$$\frac{1}{2}\int_0^1 \frac{dx}{x(1-x)}\int |\Psi(x, k_\perp)|^2 d^2k_\perp = 1. \qquad (3)$$

Есть другой, ковариантный подход релятивизации ВФД, предложенный в [15], который основан на трехмерной формулировке квантовой теории поля [26]. В нем сохраняется не только трехимпульс при развале дейтрона (см. рис.1,*б*), но и энергия, т.е. четырехимпульс в dNN-вершине сохраняется: $k_1 + k_2 = p_d + \omega\tau$, где τ — отличный от нуля некий параметр, четырехвектор ω определяет поверхность светового фронта. При этом все нуклоны находятся на массовой поверхности, т.е. $k_N^2 = m^2$. Графически dNN-вершина с законом сохранения энергии-импульса представлена на рис.2 [15]. Штриховая линия соответствует некой фиктивной частице — так называемому шпуриону, впервые введенному В.Г.Кадышевским [26]. На рис.2 графически изображена так называемая «четыреххвостка», соответствующая амплитуде бинарной реакции $1 + 2 \to 3 + 4$. Тогда волновую функцию связанной системы, в частности дейтрона $\Psi(k_1, k_2, P, \omega\tau)$, можно построить аналогично построению амплитуды этой «четыреххвостки». Такое построение ВФ проводится в подходе, предложенном в [15]. В простейшем случае бесспиновых частиц, образующих связанную систему с полным моментом, равным нулю, ВФ, как и амплитуда указанной на рис.2 бинарной реакции, зависит от двух релятивистски-инвариантных переменных [15]:

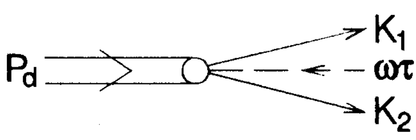


Рис.2. Вершина dNN

$$s_1 = (k_1 + k_2)^2 = (p_d + \omega\tau)^2; \quad t_1 = (p_d - k_1)^2,$$

т.е. $\Psi = \Psi(s_1, t_1)$. В эквивалентном виде эта ВФ зависит еще от следующих переменных: $\vec{q}^{\,2}$, $\vec{q}\vec{n}$, т.е. $\Psi = \Psi(\vec{q}^{\,2}, \vec{q}\vec{n})$, где $\vec{q}$ — трехимпульс одного из нуклонов в их с.ц.м., где $\vec{k}_1 + \vec{k}_2 = 0$;

$$q^2 = \frac{1}{4}s_1 - m^2 = \frac{m_\perp^2}{4x(1-x)} - m^2;$$

$$\vec{q}\vec{n} = (2m^2 + M_d^2 - s_1 - 2t_1)\sqrt{s_1}/(2s_1 - M_d^2);$$

$$\vec{n} = \vec{\omega}/\omega_0.$$

Если выбрать определенное направление СБИ, например $\vec{p}_d \uparrow \downarrow \vec{n}$, то ВФД будет зависеть от той же переменной k^2, указанной выше, что и в методах [18,19].

В общем спиновом случае ВФД на световом фронте, как показано в [15], имеет более сложную структуру, чем нерелятивистская ВФД: вместо двух S- и D-волн она определяется шестью релятивистски-инвариантными функциями. Увеличение числа функций происходит из-за того, что вектор $\vec{n}$ участвует в построении момента дейтрона на равных правах с импульсом q [15]. Но если мы рассматриваем фрагментацию дейтрона вперед, то выделенное направление, соответствующее вектору $\vec{n}$, теряет смысл [15], и ВФД Ψ будет опять определяться S- и D-волнами, т.е. иметь такую же спиновую структуру, как и в нерелятивистском случае.

Кратко изложим суть еще одного метода учета релятивистских эффектов в дейтроне [16], который в дальнейшем мы тоже будем использовать при анализе $dN \to pX$ стриппинга, чтобы сравнить его с методами [13,15,18,19,25]. Он состоит в том, что dNN-вершина (см. рис.1,*а*) раскладывается по инвариантам [16]:

$$\Gamma_\alpha = k_\alpha(a_1 + a_2(m + \hat{k}_1)) + \gamma_\alpha(a_3 + a_4(m + \hat{k}_1)),$$

где $\hat{k}_1 = k_{1\beta}\gamma_\beta$; k, k_1 — четырехимпульсы реального, т.е. $k^2 = m^2$, и виртуального, $k_1^2 \neq m^2$, нуклонов дейтрона соответственно, γ_α — компоненты матриц Дирака. В этом подходе, как видно из выражения для вершины Γ_α, один нуклон — на массовой поверхности (с четырехимпульсом k), а другой — на внемассовой, виртуальной (с импульсом k_1).

Есть еще ряд методов учета релятивистских эффектов в дейтроне: а) метод, основанный на решении уравнений Бете — Солпитера [31]; б) так называемый дисперсионный метод [32], основанный на технике дисперсионных соотношений; в) метод Лагранжа на световом фронте, рассматриваемый в работах [33,34].

2. ДИАГРАММНАЯ ТЕХНИКА ВАЙНБЕРГА И ЕЕ ПРИМЕНЕНИЕ К dN-ВЗАИМОДЕЙСТВИЮ

Формализм Вайнберга. Как уже отмечалось, в СБИ удобно пользоваться СТВ при анализе процессов взаимодействия частиц с составными системами, т.к. многие диаграммы, упорядоченные во времени, убывают как $1/P$, ими можно пренебречь при больших P; и вычисление амплитуд рассеяния намного упрощается по сравнению с расчетами фейнмановских диаграмм. Диаграммная техника в СБИ впервые была предложена Вайнбергом в 1966 г. [27]. Ее легко понять, если вспомнить связь фейнмановских диаграмм с упорядоченными во времени графиками СТВ. Для примера рассмотрим взаимодействие бесспиновых частиц типа φ^3. Матричный элемент такого взаимодействия можно вычислять по следующим правилам [27,28]:

1. В фейнмановском графике n-го порядка каждой i-й вершине ставится в соответствие время взаимодействия t_i. Затем рисуются $n!$ графиков, соответствующих всем перестановкам времен (и, соответственно, i вершин). В качестве примера на рис.3 изображен фейнмановский график третьего порядка по константе связи g, соответствующий шести графикам СТВ, упорядоченным во времени t.

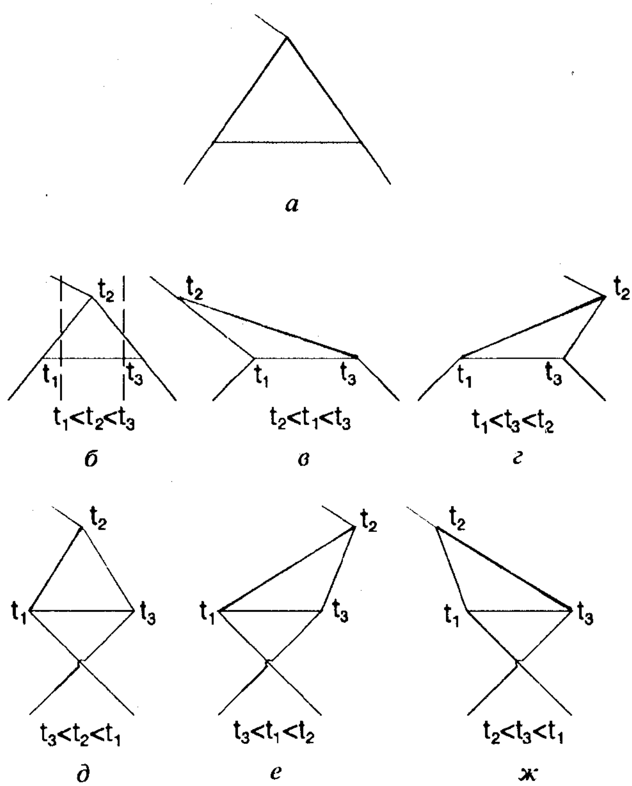


Рис.3. Фейнмановский график 3-го порядка (*а*) по константе связи g и соответствующие диаграммы СТВ, упорядоченные во времени (*б*—*ж*)

2. Каждая линия каждого времениупорядоченного графика ассоциируется с трехимпульсом p_i.

3. Для каждой вершины, исключая последнюю, записывается фактор $(2\pi)^3\delta^{(3)}(\sum_i p_i)$, где δ-функция выражает закон сохранения трехимпульса в этой вершине. Для последней вершины записывается только фактор g, а закон сохранения в этой вершине учитывать не нужно, т.к. он учитывается законом сохранения суммарных энергии и импульса всего процесса.

4. Для каждой внутренней линии ставится в соответствие фактор $(2\pi)^{-3}(2E_i)^{-1}$, где E_i — энергия частицы, соответствующей этой линии и находящейся на массовой поверхности, т.е.

$$E_i^2 = p_i^2 + m^2.$$

5. Для каждого промежуточного состояния, т.е. состояния между временами взаимодействия t_i, t_j (на рис.3 приведены вертикальные штрихпунктирные линии, разделяющие эти времена), определяется следующая функция Грина:

$$G = \frac{1}{E_{\rm inc} - E_{\rm int} + i\varepsilon}; \tag{4}$$

где $E_{\rm inc}$ — полная энергия входящих частиц, а $E_{\rm int}$ — сумма энергий частиц в промежуточном состоянии (например, находящихся между вертикальными штрихпунктирными прямыми на рис.3).

6. Проводится интегрирование по всем внутренним линиям, т.е. по d^3p_i.

7. Все времениупорядоченные графики суммируются.

Заметим, что сумма всех таких графиков СТВ дает фейнмановскую диаграмму данного n-го порядка, например третьего, как на рис.3, не зависящую от системы отсчета, хотя каждая из них зависит от выбора системы.

В СБИ выписанные правила вычисления матричного элемента процесса могут быть записаны в виде, зависящем от инвариантных переменных, переменной светового фронта x и $k_\perp$. Будем наблюдать процесс рассеяния, например, из системы, двигающейся с большой скоростью вдоль отрицательной оси z, тогда полный начальный импульс P будет тоже большим, но направленным вдоль положительной оси z (как на рис.2). Нетрудно показать, что в такой системе при $P \to \infty$ каждый времениупорядоченный график либо имеет конечное значение, либо убывает и в пределе равен нулю.

Каждый трехимпульс, соответствующий i-й линии, можно представить в такой же СБИ, как и в 1 разделе, в следующем виде:

$$p_i = x_i P + k_{i\perp},$$

где x_i — доля продольного импульса P, $k_{i\perp}$ — поперечный импульс i-й частицы.

$$\sum_{\text{inc}} p_i = P; \ \sum_{\text{inc}} x_i = 1; \ \sum_{\text{inc}} k_{i\perp} = 0.$$

Такие же соотношения верны и для сумм по промежуточным состояниям из закона сохранения трехимпульса в вершинах, т.е.

$$\sum_{\text{int}} x_i = 1; \ \sum_{\text{int}} k_{i\perp} = 0.$$

Энергию i-й частицы при $P \to \infty$ можно представить в виде:

$$E_i = (p_i^2 + m^2)^{1/2} \cong |x_i| P + \frac{m_{i\perp}^2}{2x_i P}.$$

Используя эти соотношения, легко получить:

$$E_{\text{inc}} = \sum_{\text{inc}} E_i \cong P + \sum_{\text{inc}} \frac{m_{i\perp}^2}{2x_i P} = P + \sum \frac{s_i}{2P},$$

$$E_{\text{int}} = \sum_{\text{int}} E_i \cong P + \sum_{\text{int}} \frac{m_{i\perp}^2}{2x_i P} = P + \sum \frac{s_i}{2P},$$

$$s_i = m_{i\perp}^2 / x_i.$$

Отсюда для функции Грина G имеем

$$G = \frac{1}{E_{\text{inc}} - E_{\text{int}} + i\varepsilon} = \frac{2}{\sum\limits_{\text{inc}} s_i/P - \sum\limits_{\text{int}} s_i/P + i\varepsilon}$$

для промежуточных состояний с $x_i > 0$, и

$$G = \frac{1}{E_{\text{inc}} - E_{\text{int}} + i\varepsilon} = \frac{1}{2\sum\limits_{x_i<0} x_i P + i\varepsilon}$$

для промежуточных состояний с $x_i < 0$.

Заметим, что для всех внешних частиц (см., например, рис.3) $x_i > 0$ и функций Грина G в СТВ будет $n - 1$, т.к. имеется $n - 1$ промежуточных состояний. Законы сохранения трехимпульсов в вершинах теперь запишутся следующим образом:

$$\delta^{(3)}(\sum_i p_i) = \delta((\sum_i x_i)P)\delta^{(2)}(\sum_i k_{i\perp}) = \frac{1}{P}\delta(\sum_i x_i)\delta^{(2)}(\sum_i k_{i\perp}),$$

а т.к. имеется $n-1$ δ-функций, то мы получим фактор $P^{-(n-1)}$. Интегрирование по внутренним импульсам запишется теперь так

$$\frac{d^3 p_i}{(2\pi)^3 2E_i} = \frac{dx_i\, d^2 k_{i\perp}}{2|x_i|\,(2\pi)^3}.$$

Из изложенного видно, что для промежуточных состояний с $x_i > 0$ времениупорядоченные диаграммы дают конечное значение. А при $x_i < 0$ они убывают как $1/P^n$. Таким образом, число времениупорядоченных диаграмм, дающих основной вклад, становится гораздо меньше, чем $n!$ [27]. Если мы, например, рассмотрим взаимодействие фотона с дейтроном, т.е. в качестве верхней внешней линии на рис.3 рассмотрим γ-квант, а нижних внешних линий — дейтрон, то при определенном выборе СБИ, в которой четырехимпульс фотона имеет следующие компоненты:

$$q(M\nu/2P,\ q_\perp,\ 0)$$

(ν — энергия фотона, $q_\perp$ — его поперечный импульс, M — масса дейтрона), вместо шести времениупорядоченных диаграмм конечной остается только одна, соответствующая рис.3,*а*.

Теперь кратко сформулируем правила диаграммной техники Вайнберга, вытекающие из изложенного выше [27,28].

1′. Вместо фейнмановского графика порядка n изображаются все времениупорядоченные графики, в которых каждая вершина имеет по крайней мере одну линию, выходящую из прошлого, и одну линию, уходящую в будущее.

2′. Каждая линия ассоциируется с x и $k_\perp$.

3′. Каждой вершине, исключая последнюю, ставится в соответствие фактор

$$(2\pi)^3 g\delta(\sum_i x_i)\delta^{(2)}(\sum_i k_{i\perp}),$$

а последней вершине — g.

4′. Для каждого промежуточного состояния записывается функция Грина:

$$G = \frac{2}{\sum\limits_{\rm inc} s_i - \sum\limits_{\rm int} s_i + i\varepsilon}.$$

5′. По внутренним линиям проводится интегрирование по

$$\frac{dx_i\, d^2 k_{i\perp} \theta(x_i)}{(2\pi)^3 2x_i}.$$

6′. Все времениупорядоченные графики суммируются.

Заметим, что все изложенное относится к взаимодействию бесспиновых частиц. В случае частиц со спином все несколько усложняется, т.е. некоторые вершины в диаграммах типа рис.3 могут вести себя как $\sim P$, т.е. расти с увеличением P при $x_i < 0$ [27]. Но в целом такая времениупорядоченная диаграмма может убывать не как $1/P^n$, а как $1/P^{n-1}$ [27]. Вообще говоря, при наличии спина у частиц необходимо соблюдать осторожность и тщательно проверять, какие диаграммы дают конечный вклад.

Перейдем теперь к использованию подхода Вайнберга к анализу dN-взаимодействий при высоких энергиях.

dN-взаимодействия в рамках формализма Вайнберга. Рассмотрим для простоты процесс развала дейтрона при высоких энергиях $dp \to ppn$. Пусть суммарный импульс начальных частиц P, а x_N, x_d — доли продольных импульсов от начальных нуклона и дейтрона соответственно; x_1, x_2, x_3 — доли продольных импульсов протона, нейтрона и регистрируемого протона

$$s_d = \frac{M^2}{x_d}\,;\; s_N = \frac{m^2}{x_N}\,;\; s_1 = \frac{m^2 + p_{1\perp}^2}{x_1}\,;\; s_2 = \frac{m^2 + p_{2\perp}^2}{x_2}\,;\; s_3 = \frac{m^2 + p_{3\perp}^2}{x_3}\,,$$

здесь $p_{1\perp}$, $p_{3\perp}$, $p_{2\perp}$ — поперечные импульсы вылетающих протонов и нейтрона, m, M — массы нуклона и дейтрона соответственно. Рассмотрим диаграммы этого процесса вплоть до второго порядка hN-взаимодействия (см. рис.4) в рамках формализма Вайнберга [26] в СБИ. При этом фиксируется определенное направление СБИ, например, $\vec{n} \uparrow\downarrow - \vec{P}$, тогда ВФД будет зависеть только от k^2 или от x и $k_\perp$ [15,22].

Амплитуда, соответствующая полюсному графику (рис.4,*а*), согласно вышеописанным правилам, может быть записана следующим образом:

$$F^{(1)} = \int (2\pi)^3 \Gamma_d\, \delta\,(x_d - x^3 - x_3) \times$$

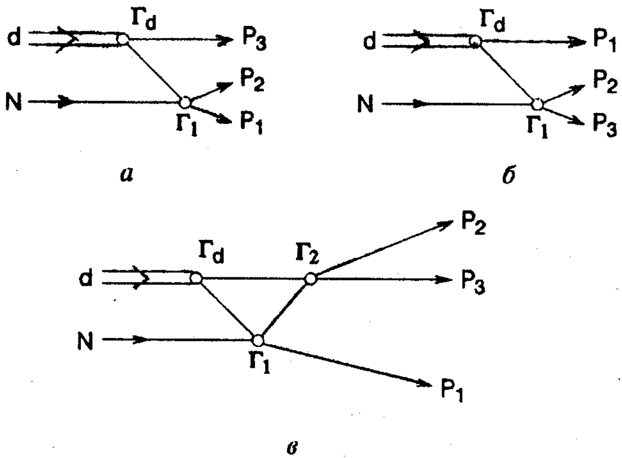


Рис.4. Некоторые диаграммы процесса $dp \to ppn$

$$\times\, \delta^{(2)}(k'_{\perp} + k_{3\perp}) \frac{2\Gamma_1}{s_d - s' - s_3 + i\varepsilon} \frac{dx'\theta(x')d^2k_{\perp}}{(2\pi)^3 2x' 2x_3} =$$

$$= \frac{\Gamma_d}{s_d - s' - s_3 + i\varepsilon} \frac{\Gamma_1}{2x_3(1 - x_3)} = f_{1,NN} \frac{\Psi(x_3, P_{3\perp})}{\sqrt{2x_3(1 - x_3)}} . \qquad (5)$$

При этом в (5) перешли от Γ_1 к амплитуде NN-рассеяния $f_{1,NN}$, а от Γ_d — к ВФД $\Psi(x_3, P_{3\perp})$:

$$\Psi(x_3, P_{3\perp}) = \frac{\Gamma_d}{(s_d - s' - s_3 + i\varepsilon)\sqrt{2x_3(1 - x_3)}} ,$$

которая нормирована условием (3). Амплитуда, соответствующая второму полюсному графику (рис.4,*б*) имеет аналогичный вид:

$$F^{(2)} = f_{2,NN} \frac{\Psi(x_1, p_{1\perp})}{\sqrt{2x_1(1 - x_1)}} . \qquad (6)$$

Рассмотрим теперь диаграммы следующего, т.е. второго порядка hN-взаимодействия в этом формализме (рис.4,*в*). Согласно вышеописанным правилам, имеем для амплитуды $F^{(3)}$, соответствующей графику рис.4,*в*:

$$F^{(3)} = \int (2\pi)^3 \Gamma_d \delta(x_d - x' - x'_3)\, \delta^{(2)}(k_{1\perp} + k_{3\perp}) \frac{2}{s_d - s'_1 - s'_3 + i\varepsilon} \times$$

$$\times (2\pi)^3 \Gamma_1\, \delta(x_N + x'_1 - x_1 - x'_2)\, \delta^{(2)}(k_{1\perp} - k_{2\perp} - p_{1\perp}) \times$$

$$\times \frac{2}{s'_1 + s_N - s_1 - s'_2 + i\varepsilon}\, \Gamma_2\, \frac{dx'_1\, \theta(x'_i)\, d^2k_{1\perp} dx'_2\, \theta(x'_2) d^2k_{2\perp} dx_3 d^2k_{3\perp}}{(2\pi)^3 2x'_1 (2\pi)^3 2x'_2 (2\pi)^3 2x'_3}\,. \quad (7)$$

Переходя теперь в (7) от вершин Γ_d, Γ_1, Γ_2 к ВФД и к амплитудам hN-взаимодействия, имеем для $F^{(3)}$:

$$F^{(3)} = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \Psi(x'_1, k_{1\perp}) f_{1,NN} f_{2,NN} \frac{\widetilde{G}(x'_1, k_{1\perp})}{4\sqrt{x'_1(1 - x'_1)} x'_2}\, dx'_1\, d^2k_{1\perp};$$

$$\widetilde{G} = \frac{1}{P} G;\ G = \frac{2P}{s'_1 + s_N - s_1 - s_2 + i\varepsilon} \equiv \frac{1}{E(k_1) + E(p_N) - E(p_1) - E(q) + i\varepsilon};$$

$$x'_2 = x'_1 + x_N - x_1. \quad (8)$$

Амплитуду $F^{(3)}$ можно переписать в эквивалентном виде [17,35]:

$$F^{(3)} = \frac{P}{(2\pi)^3} \int \frac{f_{1,NN} f_{2,RN}\, dx'_1\, d^2k_{1\perp}}{4\sqrt{E(k_1)E(k_2)}\, E(q)} \Psi(x'_1, k_{1\perp}) G(x'_1, k_{1\perp}). \quad (9)$$

Заметим, что в качестве промежуточной частицы R с импульсом q на графике рис.4,*в* может быть не только нуклон, а, например, барионный резонанс [17,35]. Поэтому амплитуду, соответствующую взаимодействию этой частицы с нуклоном, мы обозначили как $f_{2,RN}$. Из (6),(8) видно, что амплитуды рассмотренных диаграмм не зависят явным образом от начального импульса P, а зависят только от релятивистски-инвариантных переменных x, $k_\perp$.

Теперь посмотрим, как запишется дифференциальное сечение рассматриваемого процесса в таких переменных:

$$d\sigma = \frac{(2\pi)^4 \delta(E_{in} - E_f) \delta^{(3)}(p_{in} - p_f)}{2\lambda^{1/2}(s_{pd}, m^2, M^2)} |F|^2 \frac{d^3p_1}{(2\pi)^3 2E_1} \frac{d^3p_2}{(2\pi)^3 2E_2} \frac{d^3p_2}{(2\pi)^3 2E_3}, \quad (10)$$

где $\lambda^{1/2}(x, y, z) = ((x - y - z)^2 - 4yz)^{1/2}$, F — амплитуда рассматриваемой $dp \to ppn$ реакции. Учитывая (10), имеем инвариантный спектр протонов с импульсом p_3:

$$E_3 \frac{d\sigma}{d^3p_3} = \frac{1}{16\lambda^{1/2}(s_{pd}, m^2, M^2)} \frac{1}{(2\pi)^5} \times$$

$$\times \delta(E_{\text{in}} - E_f)\, \delta^{(3)}(p_{\text{in}} - p_f)\, |F|^2 \frac{d^3p_1}{E_1}\frac{d^3p_2}{E_2} =$$

$$= \frac{1}{16\lambda^{1/2}(s_{pd}, m^2, M^2)} \frac{1}{(2\pi)^5} \int \delta(x_N + x_d - x_1 - x_2 - x_3) \times$$

$$\times \delta(s_d + s_N - s_1 - s_2 - s_3) |F|^2 \frac{dx_1\, dx_2\, d^2p_\perp}{x_1\, x_2}. \tag{11}$$

Если для простоты вычислений предположить азимутальную симметрию реакции, то вместо (11) получим

$$E_3 \frac{d\sigma}{d^3p_3} = \frac{1}{16\lambda^{1/2}(s_{pd}, m^2, M^2)} \frac{1}{(2\pi)^4} \times$$

$$\times \int |F|^2 \frac{dx_1}{1 - x_3} \delta(s_d + s_N - s_1 - s_2 - s_3) p_{1\perp} dp_{1\perp}. \tag{12}$$

Довольно просто проводится интегрирование в (12) по $dp_{1\perp}$ в случае, когда один из конечных нуклонов, например, протон с импульсом p_3, имеет нулевой поперечный импульс, т.е. $p_{3\perp} = 0$, тогда $s_3 = m^2/x_3$; $p^2_{1\perp} = p^2_{2\perp} = p^2_\perp$, после чего получаем вместо (12) следующее выражение:

$$E_3 \frac{d\sigma}{d^3p_3} = \frac{1}{16\lambda^{1/2}(s_{pd}, m^2, M^2)} \frac{1}{(2\pi)^4} \int \frac{|F|^2 dx_1}{1 - x_3}. \tag{13}$$

Теперь мы рассмотрим конкретные процессы dN-взаимодействия в рамках изложенного подхода Вайнберга.

3. dN-ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

Фрагментация дейтрона $dN \to pX$. Рассмотрим процесс стриппинга дейтрона на нуклоне $dN \to pX$, когда протон вылетает вперед или под углом, близким к 0°, в системе движущегося дейтрона, или назад, $\theta_p \approx 180°$ в системе покоя дейтрона. Ограничимся анализом такого класса диаграмм вплоть до второго порядка hN-взаимодействия, который может дать заметный вклад, как показано в ряде работ [17,21,48,49], в наблюдаемые величины данной реакции. Эти диаграммы СТВ, упорядоченные по времени, приведены на рис.5. Остальные графики в случае простого развала дейтрона $dN \to NNN$ будут давать убывающий с P вклад, $\sim 1/P$, даже если учесть спиновую структуру в вершинах [28]. В случае же инклюзивной реакции $dN \to pX$ такое утверждение сделать трудно, т.к.

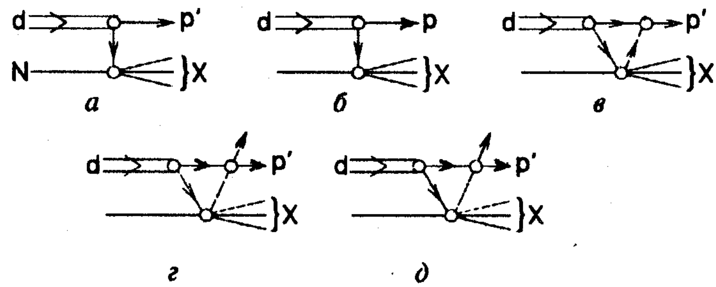


Рис.5. Диаграммы процесса $dp \to pX$

вершины Γ_1, Γ_2 (см.рис.5) будут соответствовать амплитудам неупругого NN-взаимодействия, спиновая структура которых в общем случае неизвестна. Однако, как будет показано ниже, в определенных случаях анализ инклюзивной dp-реакции можно заменить на эквивалентное рассмотрение процессов $dp \to NNN$, $dp \to NNN\pi$. Спиновая структура последних двух реакций известна, и это утверждение доказывается аналогично случаю процесса развала дейтрона.

Общее выражение для амплитуды рассматриваемого процесса может быть записано в следующем виде [17,35,36]:

$$\mathfrak{F}_d = C \sum_{i=1}^{5} \mathfrak{F}^{(i)}, \tag{14}$$

где $C = (2(2\pi)^3)^{1/2}$ — нормировочный множитель [17,35,36], $\mathfrak{F}^{(i)}$ соответствуют диаграммам рис.5.

Выражения для $\mathfrak{F}^{(1)}$, $\mathfrak{F}^{(2)}$ приведены в предыдущем разделе (см. (5) и (6)). А выражения для $\mathfrak{F}^{(3)}$, $\mathfrak{F}^{(4)}$, $\mathfrak{F}^{(5)}$, соответствующие рис.5,*в*—*д*, будут иметь вид, аналогичный (7)+(9). Для диаграммы рис.5,*в* вершина поглощения промежуточного виртуального мезона нуклоном имеет вид [35,36] $\Gamma_N^{(2)} = ag\bar{u}(p')\gamma_5 u(k_1)$, где $a = \sqrt{2}$, $g^2/4\pi = 14{,}7$ для π^+-мезона и $a = 1$ для других π-мезонов. Если внутридейтронные нуклоны находятся вблизи массовой поверхности, то:

$$\bar{u}(p')\,\gamma_5 u(k_1) = b\zeta^+ \left\{ \frac{\sigma_N p'}{E' + m} - \frac{\sigma_N k_1}{E(k_1) + m} \right\} \zeta, \tag{15}$$

где

$$b = \left\{ \frac{(E(k_1) + m)\,(E(p') + m)}{4m^2} \right\}^{1/2},$$

ζ — нуклонный двухкомпонентный спинор.

Если энергия падающего дейтрона не очень большая, например, $E_d \approx 10 \div 20$ ГэВ, то, как показывают экспериментальные данные [37,38], рождение векторных мезонов в нижней вершине диаграмы рис.5,*в* очень мало по сравнению с рождением псевдоскалярных мезонов. Поэтому диаграммой рис.5,*в* с поглощением виртуального векторного мезона мы пренебрегаем и оставляем только диаграммы рис.5,*в* с поглощением псевдоскалярного мезона нуклоном. Заметим, что такие диаграммы, как показано в [39], дают значительный вклад в спектры протонов, испущенные вперед в $dp \to ppn$ реакции при начальном импульсе дейтрона $p_d \approx 3{,}3 \div 4$ ГэВ/с, при котором реакция $pN \to \pi NN$ (см. нижнюю вершину рис.5,*в*), в основном, идет через образование Δ-изобары в промежуточном состоянии. При бо́льших начальных импульсах p_d вклад Δ-изобарного механизма в процессе $pN \to \pi NN$ постепенно уменьшается с ростом p_d, однако при $p_d \approx 10$ ГэВ/с он остается еще заметным. Поэтому, как показано в [17,35,36], диаграммами типа рис.5,*в* пренебрегать нельзя при анализе реакций dN-стриппинга при указанных начальных импульсах. В инклюзивных реакциях типа стриппинга $dp \to pX$ вклад диаграмы рис.5,*в* в определенной кинематической области $0{,}5 < x < 0{,}8$ остается заметным и при больших начальных энергиях E_d, так как он определяется инклюзивным спектром процесса $pN \to \pi X$, который слабо зависит от начальной энергии.

Далее, если мы будем анализировать обсуждаемую dN-реакцию при не очень больших энергиях, например, при $E_d \approx 9$ ГэВ, при которых имеются экспериментальные данные [3,41], то средняя множественность рожденных мезонов, в основном π, небольшая ($\langle n_\pi \rangle \cong 1{,}0 \div 1{,}5$ [42]). Это означает, что в этом процессе рождается в среднем не более одного π-мезона при указанной начальной энергии. Согласно [20] в dP-стриппинге при таких энергиях конечный π-мезон с наибольшей вероятностью образуется в первом столкновении нуклона дейтрона с нуклоном мишени (см. верхнюю вершину рис.5,*г*). Поэтому в качестве амплитуд $NN \to \pi X_1$; $NN \to NX_1$, на рис.5,*в*—*д* мы можем рассмотреть амплитуды процессов: $NN \to \pi NN$ для диаграмм рис.5,*г*,*д* и $NN \to NN$ для графика рис.5,*д*. Заметим, что каждый график рис.5,*в*—*д* соответствует когерентной сумме диаграмм, учитывающих все возможные изотопические состояния промежуточных и конечных частиц.

Теперь легко вычислить инклюзивный спектр протонов, образующихся от фрагментации дейтронов. В нашем случае поперечный импульс протонов $p_\perp = 0$, поэтому можно использовать выражение (13) для спектра и подставить в него амплитуду (14). Подробные выражения и вычисления отдельных вкладов диаграмм рис.5,*а*—*д* и их интерференций в инклюзивный спектр протонов приведены в [36,37], поэтому мы не будем здесь их выписывать. Амплитуды процессов $NN \to \pi NN$, соответствующих нижним вершинам рис.5,*в*—*д*, вычислялись в рамках реджизованного однобозонного обмена [43], а амплитуды $\pi N \to \pi N$ рассеяния (см. верхнюю вершину рис.5,*д*) рассчитывались исходя из фазового анализа (см. ссылки в [43]) при характерных энергиях π-мезонов $E_\pi \approx 0{,}15 \div 0{,}7$ ГэВ. Для амплитуд упругого NN-рассеяния использовался парциально-волновой анализ [44].

В рамках обсуждаемой диаграммной техники Вайнберга можно вычислить и другие наблюдаемые величины исследуемой реакции фрагментации, например, тензорной анализирующей способности $A = \sqrt{2}\, T_{20}$ и передачи поляризации κ, что представляет несомненный интерес при изучении малонуклонных корреляций или ненуклонных степеней свободы в дейтроне.

Рассмотрим сначала первую поляризационную характеристику T_{20}. Как уже указывалось в разд.1, в случае dp-стриппинга спиновую структуру релятивистской ВФД можно представить в таком же виде, как и для нерелятивистской ВФД. Для удобства рассмотрим данные процессы в системе покоя дейтрона. Заметим, что вышеизложенный подход справедлив и в этой системе, лишь бы суммарный начальный импульс был достаточно большим. Общее выражение матрицы плотности дейтрона можно записать в следующем виде [45—47]:

$$\rho_d = \frac{1}{3} P_T \left\{1 + \frac{3}{2} \vec{\mathcal{P}} \cdot \vec{S} - \frac{1}{2} \rho_{20}(3S_z^2 - 2)\right\}; \tag{16}$$

где $P_T = (3 + \sigma_p \sigma_n)/4$ — проекционный оператор триплетного состояния дейтрона; $\vec{\mathcal{P}}$ — вектор поляризации дейтрона; ρ_{20} — его тензорная поляризация; $\vec{S}$ — оператор спина дейтрона; S_z — его проекция на ось квантования z, которая в данном случае совпадает с направлением движения начальных частиц. Тензорная анализирующая способность дейтрона A определяется следующим образом [45]:

$$A = \frac{\sigma(m = +1) + \sigma(m = -1) - 2\sigma(m = 0)}{\sigma(m = +1) + \sigma(m = -1) + \sigma(m = 0)}, \tag{17}$$

где $\sigma(m = \pm 1, 0)$ — дифференциальное сечение обсуждаемой реакции для чистых спиновых состояний дейтрона. Она также есть среднее значение спин-тензорного оператора [45,46] $\Omega_{20} = 3S_z^2 - 2$, т.е.

$A = \langle \Omega_{20} \rangle = \sqrt{2}\, T_{20}$. Выражение для T_{20}, согласно определению среднего значения оператора, в частности Ω_{20}, можно представить в виде [46,47]:

$$T_{20} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\int \mathrm{Sp}\,(\rho_d\, \mathcal{F}_d^+\, \Omega_{20}\, \mathcal{F}_d)\delta^{(4)}(p_{\mathrm{in}} - p_f)\Gamma}{\int \mathrm{Sp}\,(\rho_d\, \mathcal{F}_d^+\, \mathcal{F}_d)\delta^{(4)}(p_{\mathrm{in}} - p_f)\Gamma}, \tag{18}$$

где $\Gamma = d^3p_1 d^3p_2 d^3p_4 \ldots d^3p_n/(E_1E_2E_4\ldots E_n)$.

В (18) проводится интегрирование по всем импульсам конечных частиц, кроме одного p_3, который соответствует регистрируемому протону. Зная число частиц n в конечном состоянии, выражение (18) можно представить в виде, аналогичном (12), (13). Такие выражения приведены в [35] для нашего конкретного случая dp-стриппинга при не очень больших начальных энергиях. Согласно [35,36], если дейтрон только тензорно-поляризован, т.е. $\vec{\mathcal{P}} = 0$, то

$$T_{20} = \frac{2\sqrt{2}\Psi_0(x)\Psi_2(x) - |\Psi_2(x)|^2 + \tilde{R}_1(x) + \tilde{R}_2(x)}{\sqrt{2}\{|\Psi_0(x)|^2 + |\Psi_2(x)|^2 + R_1(x) + R_2(x)\}}. \tag{19}$$

Выражения для $\tilde{R}_1$, $\tilde{R}_2$, R_1, R_2 приведены в работе [36], они соответствуют учету всех неспектаторных графиков рис.5,*в*—*д*. В приближении спектаторного механизма, т.е. с учетом только диаграммы рис.5,*а*, $\tilde{R}_1 = \tilde{R}_2 = R_1 = R_2 = 0$ и формула (19) приобретает вид, полученный для стриппинга $dp \to pX$ Е.А.Строковским [3,41].

Рассмотрим теперь другую поляризационную характеристику — поляризацию $\vec{\mathcal{P}}'$ конечного протона в реакции $dN \to pX$. Общее выражение для $\vec{\mathcal{P}}'\,\vec{n}$, где $\vec{n}$ — единичный вектор, перпендикулярный плоскости реакции, имеет вид [46,47]:

$$\vec{\mathcal{P}}'\,\vec{n} = \frac{\int \mathrm{Sp}\,(\rho_d\, \mathcal{F}_d^+\, \vec{\sigma}\vec{n}\, \mathcal{F}_d)\Gamma}{\int \mathrm{Sp}\,(\rho_d\, \mathcal{F}_d^+\, \mathcal{F}_d)\Gamma}, \tag{20}$$

где $\vec{\sigma}$ — матрицы Паули, соответствующие конечному протону в искомой реакции. На опыте обычно измеряют так называемую передачу поляризации $\kappa = (\vec{\mathcal{P}}'\,\vec{n})/(\vec{\mathcal{P}}\,\vec{n})$ [41]. Выражение (20) тоже можно представить в виде, аналогичном (12),(13).

В простейшем случае спектаторного механизма выражение для κ имеет вид, который тоже был получен Е.А.Строковским [41]:

$$\kappa^{sp} = \frac{\Psi_0^2(x) - \frac{1}{\sqrt{2}}\Psi_0(x)\Psi_2(x) - \Psi_2^2(x)}{\{\Psi_0^2(x) + \Psi_2^2(x)\}\,\{1 - \rho_{20}T_{20}^{sp}\}}. \tag{21}$$

В случае, когда дейтрон только векторно-поляризован, т.е. $\rho_{20} = 0$, то

$$\kappa^{sp} = 1 - \frac{1}{2\sqrt{2}} T_{20}^{sp} - \frac{9}{4(1 + (\Psi_0/\Psi_2)^2)} . \qquad (22)$$

Здесь и в (21) индекс sp означает, что эти величины вычисляются в рамках спектаторного механизма. Причем T_{20}^{sp} можно вычислить по (19), полагая $\tilde{R}_1 = \tilde{R}_2 = R_1 = R_2 = 0$. Из (19) видно, что если бы можно было ограничиться только одним спектаторным механизмом, изображенным на рис.5,*а*,то можно извлечь непосредственную информацию о S-, D-волнах в отдельности из экспериментальных данных о κ и T_{20}. Такое предположение было сделано в [41]. Однако, как показано в [17,35,36], вкладом других, неспектаторных графиков ограничиваться нельзя, особенно при исследовании поляризационных характеристик.

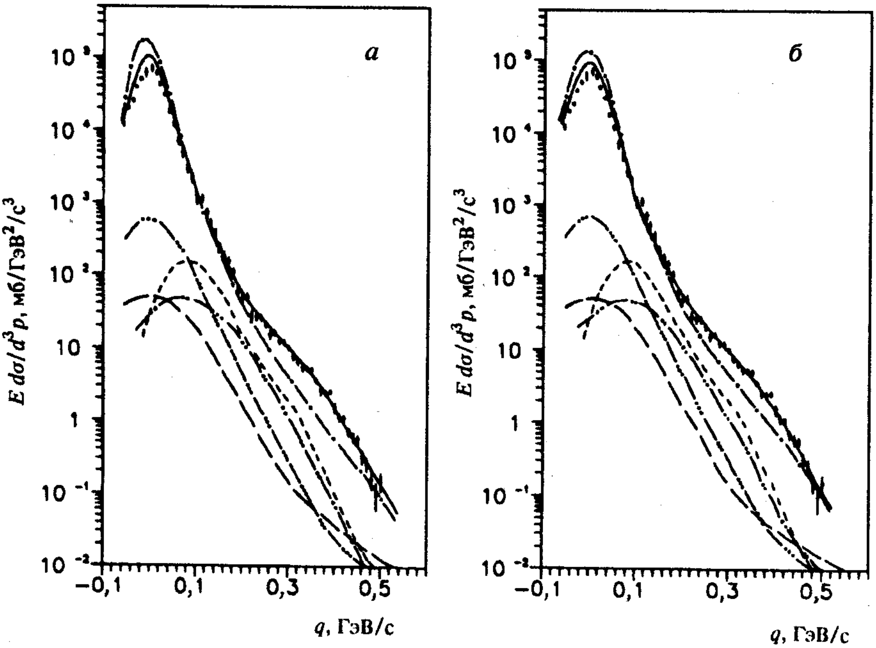
С учетом всех графиков рис.5 выражение для κ имеет вид

$$\kappa = \frac{\Psi_0^2(x) - \frac{1}{\sqrt{2}} \Psi_0(x)\Psi_2(x) - \Psi_2^2(x) + \tilde{R}_N + \tilde{R}_{\text{abs}} + \tilde{R}_{\pi,rs}}{\Psi_0^2(x) + \Psi_2^2(x) + R_N + R_{\text{abs}} + R_{\pi,rs}} . \qquad (23)$$

Подробные выражения для $\tilde{R}_N$, $\tilde{R}_{\text{abs}}$, $\tilde{R}_{\pi,rs}$, R_N, R_{abs}, $R_{\pi,rs}$, которые соответствуют графикам рис.5,*б*,*д*,*в*,*г*, приведены в [36].

Теперь обсудим результаты расчета приведенных наблюдаемых величин $E\,d\sigma/d^3p$, T_{20}, κ во фрагментации [17,35,36] $dp \to pX$.

Инклюзивный спектр протонов в $dp \to pX$ при $p_d \approx 9$ ГэВ/с представлен на рис.6. Относительные вклады диаграмм рис.5 приведены на рис.7. Из этих рисунков видно (особенно — из рис.7), что суммарный вклад диаграмм, учитывающих вторичные взаимодействия, т.е. диаграммы рис.5,*в*—*д*, довольно значителен при импульсе испущенных назад протонов $0{,}2 \le q \le 0{,}45$ ГэВ/с в системе покоя дейтрона, а при $q > 0{,}45$ ГэВ/с он постепенно вымирает и им можно пренебречь. Из рис.7 видно, что вклад перерассеяния нуклонов (рис.5,*д*) может быть деструктивным из-за интерференции его с другими диаграммами при небольших q, $q \le 0{,}2$ ГэВ/с, т.е. он уменьшает дифференциальное сечение, рассчитанное в импульсном приближении. Это происходит за счет так называемого взаимодействия в конечном состоянии (ВКС) двух нуклонов, которое в нашем подходе учитывается диаграммой рис.5,*д*, подробно об этом см. в [36]. Это же отмечалось и в [49], где не учитывались релятивистские эффекты в дейтроне. При бо́льших q вклад NN-перерассеяния увеличивает значения спектра, вычисленные в импульсном приближении. Вклад



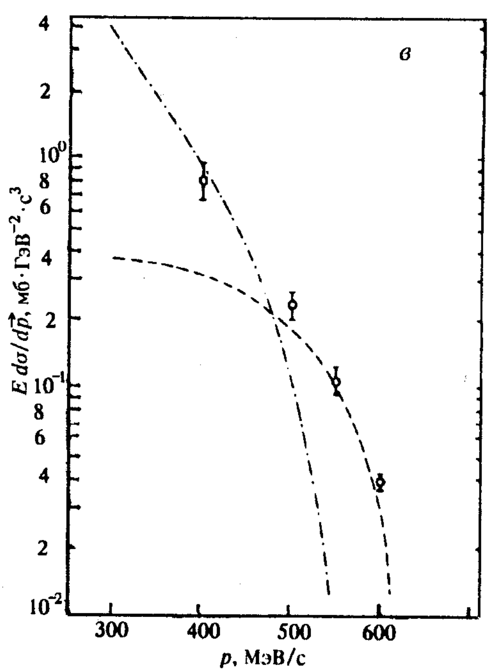


Рис.6. Вклады различных механизмов в инклюзивный спектр протонов реакции $dp \to pX$ при $p_d \approx 9$ ГэВ/с и угле вылета протонов $\theta_p \cong 0°$, вычисленные для ВФД типа [67] (*а*). Кривые соответствуют следующим диаграммам: штрихпунктирная — рис.5,*а*; штриховая с тремя точками — рис.5,*б*; штриховая — диаграммам рис.5,*в*; штриховая с двумя точками — рис.5,*г*; штриховая (длинные штрихи) — диаграммам рис.5,*д*; сплошная — сумма всех диаграмм рис.5 с учетом их интерференции. *б*) То же, что на рис.6,*а*, но для парижской ВФД [68]. *в*) Инклюзивный спектр протонов, образованных в реакции $pd \to pX$ под углом $\theta_p = 180°$ при начальном импульсе $p_0 \approx 9$ ГэВ/с. Штрихпунктирная линия — расчет в импульсном приближении (рис.5*а*,*б*). Штриховая кривая — вклад ненуклонных степеней свободы [60]. Экспериментальные данные взяты из [75]

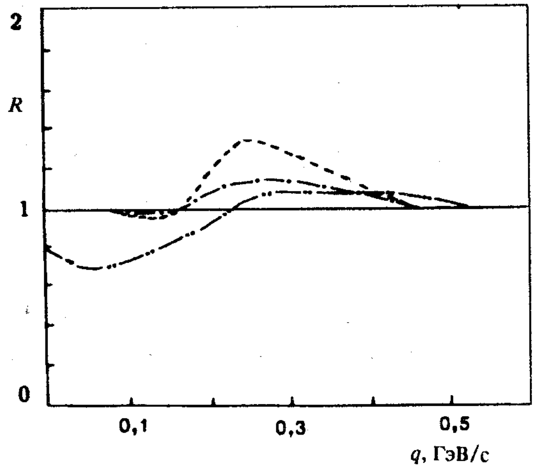


Рис.7. Относительные вклады двухступенчатого «механизма» (рис.5,*в*—*д*) по отношению к одноступенчатому (рис.5,*а*,*б*) и их интерференция в инклюзивный спектр протонов в реакции фрагментации дейтрона $dp \to pX$. Штриховая кривая соответствует диаграмме рис.5,*в*, штрихпунктирная — рис.5,*г*, штриховая с двумя точками — рис.5,*д*

таких графиков типа рис.5,*д* анализировался в [23,48,49], правда, с нерелятивистскими ВФД. Было показано, что он очень чувствителен к выбору вида ВФД, такой же вывод получен и в нашем подходе [17,35,36], где учитывались релятивистские эффекты в дейтроне вышеописанным способом. Как видно из рис.7, все же наибольший вклад в спектр протонов, помимо импульсного приближения, дают диаграммы с поглощением виртуального мезона нуклоном (рис.5,*в*) и с πN-перерассеянием (рис.5,*г*), примерно до 60% при $0{,}2 < q < 0{,}4$ ГэВ/с.

Поляризационные характеристики T_{20} и κ, как показали расчеты [17,35,36], более чувствительны к учету графиков неспектаторного типа. Результаты расчета [35,36] T_{20} и экспериментальные данные [41,50] приведены на рис.8. Из него видно, что учет всех графиков рис.5 дает результат, существенно отличающийся от расчета в рамках спектаторного механизма как в области минимума T_{20}, т.е. $0{,}2 < q < 0{,}4$ ГэВ/с, так и при бо́льших q. Конечно, из-за больших ошибок в имеющихся экспериментальных данных при $q > 0{,}45$ ГэВ/с нельзя сказать, какой знак имеет T_{20} в этой области. Наш расчет указывает на изменение знака T_{20} при $q \cong 0{,}5$ ГэВ/с или $q \approx 0{,}54$ ГэВ/с в зависимости от вида ВФД. Поэтому чрезвычайно интересно иметь более точную экспериментальную информацию о T_{20} при $q > 0{,}45$ ГэВ/с или $k > 0{,}7$ ГэВ/с, $x > 0{,}8$. Это особенно важно для извлечения новой информации о релятивистской структуре дейтрона и ненуклонных степенях свободы, что будет подробно обсуждаться ниже.

Обратимся теперь к обсуждению результатов расчета передачи поляризации κ в $dp \to pX$ фрагментации, представленных на рис.9 вместе с имеющимися экспериментальными данными [41,51,52]. Из него видно,

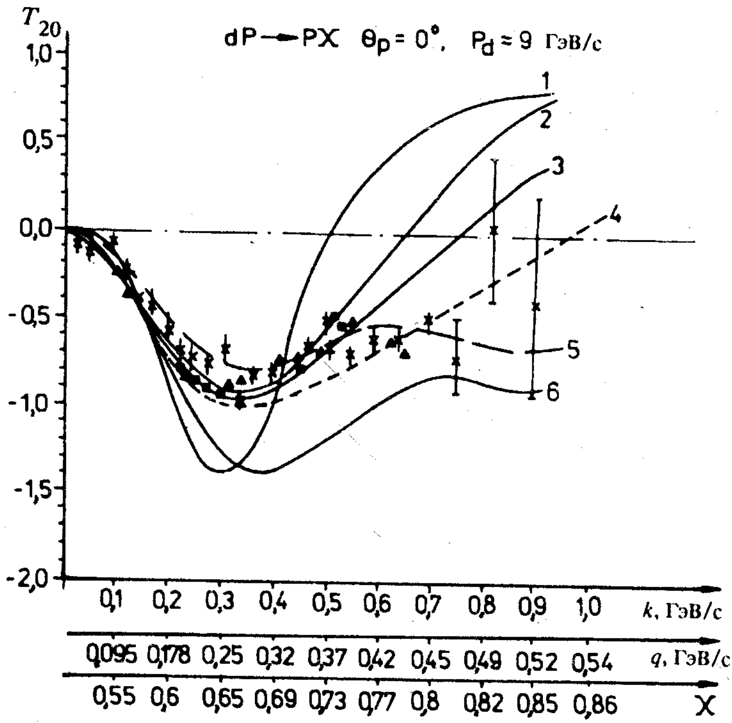
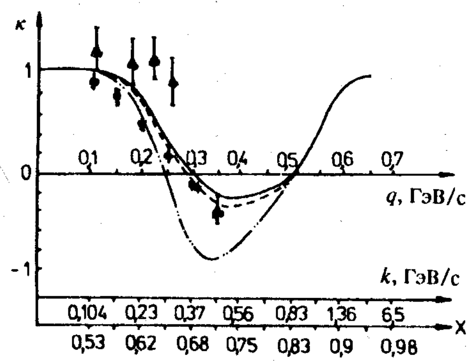


Рис.8. Зависимость T_{20} от импульсов q,k и от переменной светового фронта x протона. Кривые *1* — вклад спектаторного механизма (рис.*5,а*); *2* — вклад диаграмм рис.*5,а,в*; *3* — вклад всех диаграмм рис.*5*. Кривые *1*, *2* и *3* соответствуют расчетам с ВФД типа [67]. Кривая *4* представляет вклад всех диаграмм рис.*5*, но для парижской ВФД [68]. Кривые: *5* — T_{20} с учетом комплексной 6q-компоненты, вычисленной в [53], *6* — результат расчета [16]; ▲, ■ — экспериментальные данные [50]; ✱ — [3,41]

Рис.9. Зависимость передачи поляризации κ от импульса q, k, x. Штриховая линия с двумя точками — вклад спектаторного механизма (рис.*5,а*); штриховая — вклад диаграмм рис.*5,а,б,в*; сплошная — сумма всех вкладов диаграмм рис.*5*. Все вычисления выполнены с парижской ВФД. Экспериментальные данные: ▲ — из [3,41]; ◆ — из [52]



что учет двухступенчатого механизма, т.е. диаграмм рис.5,*в*—*д*, меняет значения по сравнению с вкладом простого спектаторного механизма довольно сильно при $0,25 < q < 0,45$ ГэВ/с. Наибольший вклад в такое изменение дают диаграммы рис.5,*в* с поглощением виртуального π-мезона нуклоном дейтрона.

Это можно объяснить тем, что такое поглощение описывается πN-взаимодействием с псевдоскалярной связью, т.е. $\mathfrak{L}_{\rm int} = g(\overline{\Psi}\gamma_5\Psi)\,(\tau\varphi)$ (здесь τ — изотопические матрицы, φ — оператор мезонного поля), что определяет спин-флиповую часть полной амплитуды обсуждаемого процесса. Другими словами, слагаемые, пропорциональные $\vec{\sigma}\vec{p}\,'$ и $\vec{\sigma}\vec{k}_1$, входящие в выражение для $\Gamma_N^{(2)}$, соответствующее верхней вершине диаграммы рис.5,*в* (см. (15)), изменяют начальное направление спина нуклона в дейтроне, что влияет на значение поляризации конечных протонов $\vec{\mathcal{P}}\,'$ или передачи поляризации κ. Аналогичный эффект появляется и при учете графика рис.5,*г* с перерассеянием π-мезона на нуклоне дейтрона, т.к. амплитуда упругого πN-рассеяния тоже имеет спин-флиповую часть. Нуклонное перерассеяние (см. рис.5,*д*) дает малый вклад в κ. Это объясняется тем, что в нашем подходе спиновая зависимость NN-амплитуд фактически не учитывается, обоснования такого приближения для исследуемой реакции приведены в [36]. Это связано с тем, что вклад диаграмм типа рис.5,*д* при $q > 0,2$ ГэВ/с наибольший в случае перерассеяния нуклонов типа глауберовского, т.е. с малыми передачами t в нижней и верхней вершинах рис.5,*д*, как показали расчеты. Но поскольку поляризационные эффекты в упругом NN-рассеянии при малых t малы, то спиновой зависимостью их можно пренебречь.

Рассмотрим теперь эти же наблюдаемые величины ρ_{dN}, T_{20}, но для эксклюзивной реакции $pd \to ppn$. В Юлихе (Германия) планируется постановка такого эксперимента на протонном пучке с кинетической энергией $T_0 \lesssim 2,5$ ГэВ и дейтериевой поляризованной и неполяризованной мишенью [73]. При этом предлагается проводить измерения в следующих кинематических условиях: один протон вылетает вперед, а другой — назад в системе покоя дейтрона или под углом θ_p, близким к 180°, импульс, энергия и угол вылета которого полностью определяется из законов сохранения энергии-импульса для всей $pd \to ppn$ реакции. Приведем предсказания для указанных выше наблюдаемых величин в эксклюзивной реакции $pd \to ppn$ при $T_0 = 2,5$ ГэВ в зависимости от импульса p_2 протона, вылетающего под углом $\theta_p = 180°$ в л.с. Они приведены на рис.10. Из рис.10,*а* видно, что вид спектра $E_2 d\sigma/d^3p_2$ в эксклюзивной

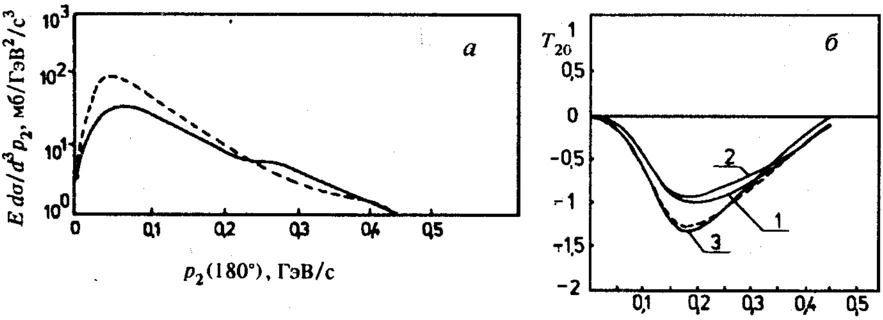


Рис.10. Зависимость эксклюзивного спектра протона, образованного в процессе $pd \to ppn$ при $T_p = 2{,}5$ ГэВ под углом $\theta_2 = 180°$, от его импульса p_2, угол другого протона $\theta_1 = 0°$ (*а*). Штриховая линия — вклад спектаторного графика (рис.4,*а*); сплошная — сумма всех вкладов диаграммы рис.4. *б*) Зависимость T_{20} от p_2 в реакции $pd \to ppn$ при тех же кинематических условиях, что и на рис.10,*а*. Кривые *1*, *2* — сумма всех вкладов диаграмм рис.4 с парижской [68] и типа [67] ВФД; *3* — вклад полюсных диаграмм рис.4,*а* для ВФД типа [67]; штриховая — то же, что кривая *3*, но с парижской ВФД [68]

реакции похож на форму инклюзивного спектра рис.6. Но при $T_0 = 2{,}5$ ГэВ оказываются довольно заметными вклад перерассеяния нуклона (диаграмма рис.5,*д*), а также ВКС, который уменьшает сечение, вычисленное в импульсном приближении (рис.5,*а*,*б*) при $p_2 < 0{,}2$ ГэВ/с, и несколько его увеличивает при $p_2 > 0{,}2$. Причем «наплыв» в спектре (см. сплошную кривую при $p_2 > 0{,}25$ ГэВ/с) обусловлен в основном, как показали расчеты [36], не перерассеянием нуклона (рис.5,*д*), а диаграммой рис.5,*в* с поглощением виртуального мезона нуклоном. Последнее объясняется тем, что рождение π-мезона в реакции $NN \to \pi NN$ (см. нижнюю вершину рис.5,*в*) при указанной начальной энергии $T_0 = 2{,}5$ ГэВ может идти и через образование Δ-изобары в промежуточном состоянии. С ростом начальной энергии T_0 этот эффект «вымирает» и поэтому в спектре инклюзивной реакции $pd \to pX$ при $T_0 \approx 4$ ГэВ такого «наплыва» не возникает, как видно из рис.6.

На рис.10,*б* приведены результаты расчета T_{20} для обсуждаемой эксклюзивной реакции $pd \to ppn$ при $T_{20} = 2{,}5$ ГэВ в зависимости от p_2. Из рисунка видно, как и в случае инклюзивной реакции, что в таком процессе значителен вклад в T_{20} диаграмм рис.5,*в* с поглощением виртуального π-мезона при $0,2 \leq p_2 \leq 0,4$ ГэВ/с. Причем, как видно из сравнения рис.7 и рис.10,*б*, энергетическая зависимость T_{20} очень слабая.

Физические следствия из приведенных результатов расчета наблюдаемых величин в инклюзивном и эксклюзивном dp-процессах будут обсуждаться в разд.5.

Заметим, что расчеты ρ_{dN}, T_{20} для эксклюзивной реакции $pd \to ppn$ проводились в рамках вышеизложенного подхода, основываясь на диаграммной технике Вайнберга. Использовались формулы типа (11)+(13) и (18), но не проводилось интегрирование в (11) и по фазовому объему в (18), поскольку все импульсы и углы конечных частиц в данном случае определены.

Перейдем теперь к анализу «жесткого» dN-взаимодействия (под этим термином мы будем понимать процесс $dN \to pX$, когда протон вылетает под большим углом $\theta_p \approx \pi/2$ в системе покоя дейтрона) в рамках обсуждаемого подхода.

Жесткое dN**-рассеяние.** Мы рассмотрели случай фрагментации $dN \to pX$, где главный вклад в сечение этого процесса дает спектаторная диаграмма рис.5,*а*. Теперь проанализируем случай, когда основной вклад в это сечение будет давать также полюсная диаграмма, но неспектаторная, т.е. график рис.5,*б*. К dN-процессам такого типа могут относиться реакции, когда один из нуклонов вылетает под большим углом, близким к $\theta_p \approx 90°$, в системе покоя дейтрона. Инклюзивный спектр протонов, образующихся в такой кинематике в реакции $dN \to pX$, можно вычислять в рамках излагаемого подхода по формуле (11) или (12) в случае азимутальной симметрии конечных протонов. При этом опять остается вопрос о вкладе поправочных к рис.5,*б* диаграмм, т.е. графиков рис.5,*а*,*в*—*д*. В работах [53,54] проводились расчеты ρ_{dN} инклюзивного процесса $dN \to pX$, когда протоны вылетают под углом $\theta_p \approx 90°$ в л.с. Расчеты показали, что вклад спектаторного графика рис.5,*а* в этом случае незначительный, так же как и диаграммы с перерассеянием нуклонов [53], а вклады диаграмм рис.5,*в*,*г* могут давать заметный вклад в определенной кинематической области, правда меньший, чем в случае dN-фрагментации. На рис.11 приведены результаты расчетов инклюзивных спектров протонов в обсуждаемой реакции при кинематических условиях, указанных выше. Импульс начальных дейтронов при этом равен $p_d = 8,9$ ГэВ/с. Из рис.11 видно, что учет всех графиков рис.5 не позволяет описать имеющиеся экспериментальные данные при $p > 5$ ГэВ/с или $x > 0,7 \div 0,8$. Как указывалось выше при описании инклюзивного спектра протонов, образующихся в dp-стриппинге, возникает расхождение рассчитанных и

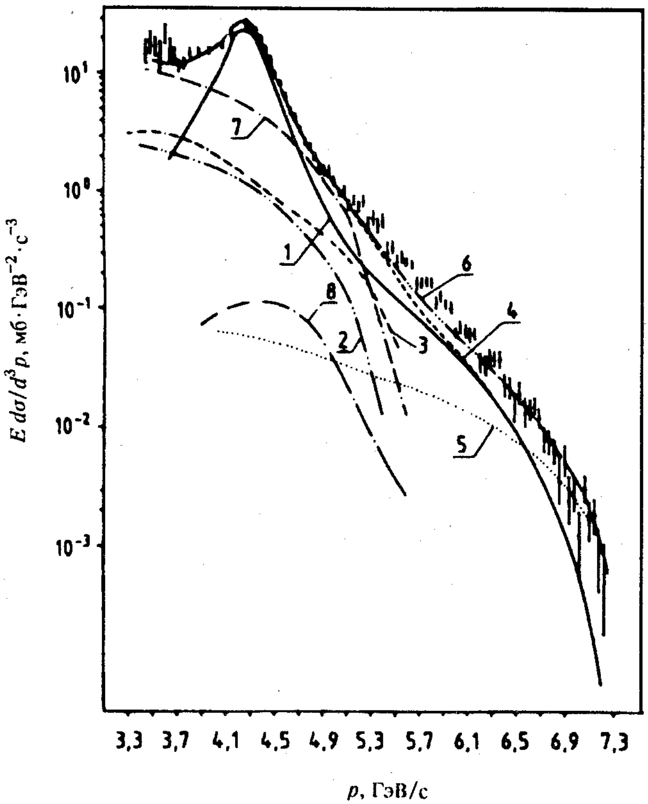


Рис.11. Зависимость инклюзивного инвариантного спектра $E\dfrac{d\sigma}{d^3p}$ в реакции $dp \to pX$ от импульса протонов, испущенных под углом $\theta^* = 90°$ в с.ц.м. NN при $p_d \approx 9$ ГэВ/с. Кривые: *1* — вклад диаграммы рис.5,*б*, соответствующей жесткому NN-рассеянию; *2* — вклад диаграммы рис.5,*в* с «мягким» формфактором π-мезона [53]; *3* — вклад диаграммы рис.5,*д*; *4* — вклад всех диаграмм рис.5, *а—д* с ВФД $\Phi_{\text{н.р.}}$ типа [67]; *5* — вклад ненуклонных степеней свободы в дейтроне, вычисленный в [53]; *6* — полный вклад диаграмм рис.5 с учетом новой дейтронной функции T_d вида (25) [53,60]. Экспериментальные данные взяты из [5]

экспериментальных данных также при больших x ($x > 0{,}8$). Поэтому в [60] была сделана попытка ввести некое эффективное распределение бесцветных трехкварковых кластеров в ядре, в частности, в дейтроне, учитывающее ненуклонные степени свободы в нем. На рис.11 кривая *5* соответствует учету таких ненуклонных эффектов в дейтроне [53]. Более подробно мы обсудим эту проблему в следующем разделе .

Итак, подытожим изложенное в этом разделе, где рассматривался механизм dp-взаимодействия при высоких энергиях в рамках диаграммной техники Вайнберга. Из анализа спектров протонов и во фрагментации $dN \to pX$, и в случае, когда протоны вылетают под большими углами в системе покоя дейтрона, следует, что одним простейшим импульсным приближением ограничиться нельзя при описании этих спектров. В области $0{,}6 < x < 0{,}8$, как видно из рис.11, довольно заметный вклад дают другие диаграммы рис.5,*в*—*д*. Причем заметим, что отдельные графики рис.5 дают разные вклады в спектры протонов от фрагментации дейтрона и от жесткого рассеяния, как видно из рис.6 и рис.11. Так, например, диаграммы рис.5,*в* с поглощением виртуального мезона нуклоном дают бо́льший вклад в спектр протонов от фрагментации дейтрона, чем в случае «жесткого» dN-рассеяния (сравни рис.6 и рис.11).

Однако при $x > 0{,}8$ в обоих рассмотренных случаях главный вклад в спектры протонов дает импульсное приближение, т.е. графики рис.5,*а*,*б*, как видно из рис.6 и рис.11, которое не позволяет описать экспериментальные данные. Последнее может быть связано с возможным проявлением ненуклонных степеней свободы в дейтроне.

4.НЕНУКЛОННЫЕ СТЕПЕНИ СВОБОДЫ В ДЕЙТРОНЕ

Процессы фрагментации дейтрона при высоких энергиях обычно исследуются с целью извлечения новой информации о структуре дейтрона, особенно на малых расстояниях или при больших внутридейтронных импульсах k. Но, как показано в предыдущем разделе, механизм dN-реакции с вылетом высокоэнергичных протонов нельзя свести к простому импульсному приближению при не очень больших x, $x < 0{,}8$. Спектаторный механизм доминирует при малых ($k < 0{,}2$ ГэВ/с) и больших k ($k > 0{,}6$ ГэВ/с, $x > 0{,}8$) в реакциях dp-стриппинга, как видно из рис.6,*б*. Поэтому только в этих кинематических областях спектр протонов пропорционален квадрату волновой функции дейтрона, который определяет распределение нуклонов в дейтроне [35,34]:

$$G_{N/d} = |\Psi(x, k_\perp)|^2/2(1-x).$$

Итак, при больших x в процессе стриппинга $dp \to pX$ спектр кумулятивных протонов при $x > 0{,}8$ в основном определяется спектаторной диаграммой рис.5,*а*, т.е. в этой области

$$\rho_{dN} \simeq \frac{|\Psi(x, k_\perp)|^2}{2(1-x)} \sigma_{NN}^{\rm tot} \equiv x\, G_{N/d}(x, k_\perp)\, \sigma_{NN}^{\rm tot}; \tag{24}$$

при этом функция распределения нуклонов в дейтроне $G_{N/d}(x, k_\perp)$ определялась, как в [5—7,53,60].

Но, как видно из рис.6,*в*, выражение (24) для ρ_{dN} не описывает спектр протонов в стриппинге $dp \to pX$ при $x > 0{,}85$. Поэтому, используя связь (24) ρ_{dN} с $G_{N/d}$, можно ввести новую функцию:

$$T_d(x, k_\perp) = (1-\omega)\, G_{N/d}(x, k_\perp) + \omega \widetilde{T}_d(x, k_\perp), \tag{25}$$

которая при подстановке в (24) или (11) вместо $G_{N/d}(x, k_\perp)$ позволила бы описать экспериментальные данные, представленные на рис.6,*в* и рис.11 вблизи кинематической границы. При этом ω — некий параметр, величину которого можно определить из экспериментальных данных, как это сделано в [60].

Известно, что в области предельной фрагментации ядер и при $x' = p'/p_{\max} > 1$ в [55] предсказывался и далее экспериментально был обнаружен [1] большой вклад частиц, названных впоследствии кумулятивными [1,8,56] (здесь p' — импульс адрона, образующегося в hA-столкновении, $p_{\max}$ — максимальный импульс этого же адрона, но рожденного в hN-соударении на свободном нуклоне).

Как показано в [2,57], обычное ферми-движение нуклонов в ядре не может объяснить довольно большое сечение образования кумулятивных частиц при больших x', и требуется ввести гипотезу либо о наличии в ядре многокварковых флуктонов [2,4,58], либо короткодействующих малонуклонных корреляций [18,30]. Эффективное распределение нуклонов в ядре T_A в этих случаях можно представить в виде [4,60]:

$$T_A(\alpha) = \sum_{k=1}^{A} P_k^A T_k(\alpha), \tag{26}$$

где P_k^A — вероятность $3k$-кварковой (или k-нуклонной корреляции), а $T_k(\alpha)$ — эффективное распределение «нуклонов» или $3q$-бесцветных кластеров в таком образовании.

Попытаемся теперь определить аналитический вид $T_A(\alpha)$ по крайней мере при больших α ($\alpha > 1$), при малых α ($\alpha < 1$) $T_A(\alpha)$ совпадает, как указывалось выше, с обычным ферми-распределением нуклонов в ядре $G_{N/A}$. Для этого, согласно (26), нам нужно определить вид $T_k(\alpha)$.

Распределение кварков в ядре $q_A(x')$ можно связать с распределением кварков в нуклоне следующим образом [60]:

$$q_A(x') = \int_{x'}^{A} T_A(\alpha)\, q_N(x'/\alpha) d\alpha. \tag{27}$$

Отсюда для распределения кварков в $3k$-кварковой бесцветной системе имеем

$$q_k(x') = \int_{x'}^{k} T_k(\alpha)\, q_N(x'/\alpha) d\alpha. \tag{28}$$

Теперь определим вид $q_k(x')$ при больших x' ($x' > 1$) из реджевского поведения этой кварковой структурной функции при $x' \to k$. Такое поведение определяется вероятностью того, что один из кварков k-кластера быстрый, т.е. уносит почти весь его импульс, а остальные — медленные. Вычисляя эту вероятность в рамках модели кварк-глюонных струн (МКГС) [59], можно получить следующее выражение для кваркового распределения [60]:

$$q_k(x') \sim x_k^{-\alpha_R(0)} (1 - x_k)^{2(1-\overline{\alpha}_B(0))(k-1)+b_N},$$

$$b_N = \alpha_R(0) - 2\overline{\alpha}_N(0),$$

где $x_k = x'/k$; $\overline{\alpha}_N(0) = -0{,}5$; $\alpha_R(0) = 0{,}5$; $\overline{\alpha}_B(0) = -0{,}5{+}0{,}0$; $\alpha_R(0)$, $\alpha_N(0)$, $\overline{\alpha}_B(0)$ — пересечения бозонных (ρ, f, A_2, ω), усредненной нуклонной и усредненной барионной (N, Δ) траекторий Редже. При этом слагаемое $b_N = \alpha_R(0) - 2\overline{\alpha}_N(0) \approx 3/2$ в показателе $q_k(x')$ соответствует распределению валентных кварков в нуклоне [59], а дополнительный множитель $(1 - x_k)^{2(1-\overline{\alpha}_B(0))(k-1)}$ связан с вероятностью замедления $(k - 1)$ нуклонов (кварков и дикварков) [59]. Теперь, подставляя $q_k(x')$ в (26), приближенно при больших α имеем

$$T_k(\alpha) = C_k \alpha^{A_k} (k - \alpha)^{B_k}, \tag{29}$$

при этом $B_k = 2(1 - \overline{\alpha}_B(0))(k - 1) - 1$. Величины A_k, C_k определяются из условий нормировки:

$$\int_0^A T_k(\alpha) d\alpha = 1; \quad \int_0^A \alpha T_k(\alpha) d\alpha = 1 - \Delta_k,$$

которые следуют из условия нормировки $T_A(\alpha)$, приведенного выше. Здесь Δ_k определяют величину импульса так называемого коллективного моря в k-флуктоне [60,61], т.е. распределения морских кварков в нем. Это распределение существенно отличается от соответствующего распределения морских кварков в свободном нуклоне.

Перейдем теперь к анализу структурной функции дейтрона и функции $T_d(\alpha)$. Согласно (26):

$$T_d(\alpha) = P_1^d T_1(\alpha) + P_2^d T_2(\alpha). \tag{30}$$

Сравнивая выражения (25) и (30), имеем

$$P_1^d = 1 - \omega;\ P_2^d = \omega;\ T_1 = G_{N/d};\ T_2 = \widetilde{T}_d;\ \text{т.е.}\ P_1^d = 1 - P_2^d.$$

Здесь P_1^d — вероятность того, что дейтрон состоит из обычных нуклонов, P_2^d — вероятность существования в дейтроне ненуклонных состояний [60].

Функциональный вид $T_2(\alpha)$ определяется теперь выражением (29) при $k = 2$. Величины P_2^d, Δ_2, $\bar{\alpha}_B^{(0)}$ мы определяем как параметры.

Итак, согласно (24), инвариантный спектр протонов, рожденных в процессе стриппинга дейтрона $dp \to pX$ при больших α ($\alpha > 2\cdot 0{,}85$, т.е. $\alpha > 1{,}7$), можно определить как

$$\rho_{dN}(\alpha) \sim \alpha\, T_d(\alpha)\sigma_{NN}^{\mathrm{tot}}. \tag{31}$$

Из экспериментальных данных о ρ_{dN} определялись параметры функции $T_d(\alpha)$, фитировались [60] данные о стриппинге дейтрона [3,41,62,63] $dp \to pX$. В качестве скейлинговой переменной использовалась x_S, так называемая переменная Ставинского [8], которая учитывает тот факт, что энергия начальной частицы не бесконечна, а имеет определенное конечное значение, при этом, согласно (24),

$$T_1(x_S) = G_{N/d}(x_S/2) = \frac{|\Psi(x_S/2)|^2}{2(1 - x_S/2)}. \tag{32}$$

Заметим, что экспериментальные данные о $E\, d\sigma/d^3p$ имеют разные нормировочные коэффициенты. Поэтому они задают только форму инклюзивного спектра протонов. Поскольку $T_d(\alpha)$ определяет только форму импульсного спектра, то каждая группа данных фитируется по формуле (31) со своим нормировочным коэффициентом. Эти экспериментальные данные (поправленные на соответствующие коэффициенты, т.е. совпадающие по величине при $x_S/2 = 0{,}5$) и полученные фитированием кривые представлены на рис.12. Значения параметров оказались следующими:

$$\bar{\alpha}_B(0) = -0{,}05;\ \Delta_2 = 0{,}34;\ P_2^d = 3{,}6\%.$$

Заметим, что фитировалась только высокоэнергетическая часть спектра (т.е. при $x_S/2 > 0{,}85$, когда справедливо соотношение (31)), которая описывается, в основном, $T_2(x_S)$. Другими словами, фитировалась из всей $T_d(x_S)$, определяемой (30), только ее часть $T_2(x_S)$, чтобы описать только спектр при $x_S/2 > 0{,}85$, поскольку при $x_S/2 < 0{,}85$ спектр описывается не только спектаторным механизмом, но и диаграммами, рассмотренными в предыдущем разделе. Поэтому расхождение данных на рис.12 со сплошной кривой, рассчитанной в спектаторном механизме, при $0{,}7 < x_S/2 < 0{,}85$ объясняется, как было показано в разд.1,2, неучтенными здесь диаграммами.

Обратимся теперь к структурной функции ядра F_A. В классической потенциальной картине ядра любая структурная функция выражается через распределение нуклонов T_A в ядре и структурную функцию нуклона F_N. В нашем случае в качестве T_A выступает, как уже указывалось выше, некое эффективное распределение бесцветных $3q$-кластеров («нуклонов»). Такую связь между F_A и F_N

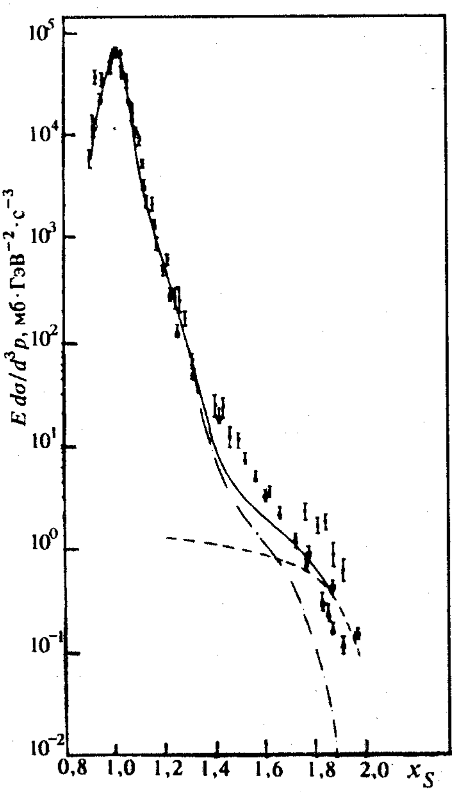


Рис.12. Инклюзивный протонный спектр в реакции $pd \to pX$, когда протоны вылетают под углом $\theta_p = 180°$ в системе покоя дейтрона. Штрихпунктирная кривая — вклад спектаторного механизма (рис.5,*а*); сплошная — вклад диаграммы рис.5,*а*, но с функцией T_d (25); штриховая — вклад только ненуклонной компоненты в дейтроне. Экспериментальные данные — см. ссылки [60]

можно записать в виде так называемой мелиновской свертки [60,61]:

$$F_A(x_B, Q^2) = \int\limits_{x_B}^{A} T_A(\alpha) F_N\left(\frac{x_B}{\alpha}, Q^2\right) d\alpha. \qquad (33)$$

Используя найденное эффективное распределение нуклонов в дейтроне, проверим теперь справедливость соотношения (33) для структурной функции дейтрона F_{2d}. Будем использовать данные SLAC [66] в области бьеркеновской переменной $x_B \geq 1$ при $Q^2 = 2 \div 8 \cdot (\text{ГэВ/с})^2$. Результаты такого исследования представлены на рис.13. Первые две экспериментальные точки на рисунке при $x_B = 1,27$, $x_B = 1,35$ соответствуют $Q^2 < 4$ $(\text{ГэВ/с})^2$, а остальные — $Q^2 > 4$ $(\text{ГэВ/с})^2$. Поэтому при вычислении F_{2d} по (33) для F_{2N} использовалась параметризация [62], справедливая при $Q^2 < 4$ $(\text{ГэВ/с})^2$, $x < 1,4$, и параметризация [63] при $Q^2 > 4$ $(\text{ГэВ/с})^2$, $x > 1,4$ (сплошная кривая рис.13). Штрихпунктирная кривая соответствует учету только нуклонной компоненты в ВФД, т.е. $P_2^d = 0$ (30), в качестве Ψ бралась парижская ВФД [68]. Видно, что в области $x_B > 1$ согласие оказывается достаточно хорошим в пределах экспериментальных ошибок, что и позволяет сделать заключение о близости функции T_d к эффективному распределению нуклонов в дейтроне.

Проверим теперь, как изменится результат вычисления спектра протонов в реакции $dp \to pX$, когда протон рассеивается под большим углом в с.ц.м. NN при больших x, если в выражение (11) подставить вместо $G_{N/d}$, введенной в (24), функцию

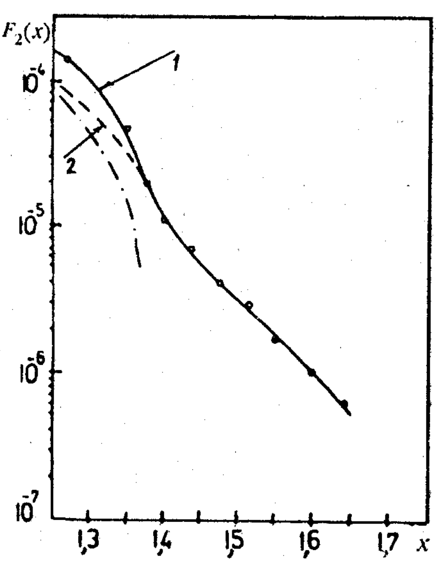


Рис.13. Структурная функция $F_{2d}(x)$. Кривые: штрихпунктирная — расчет с парижской ВФД [68] и $P_2=0$. Остальные кривые — результат расчета $F_{2d}(x)$ с учетом ненуклонной компоненты в дейтроне, $P_2^d \approx 3,6\%$ [60]: *1* — с параметризацией F_{2N} типа [62] при $Q^2 < 4$ $(\text{ГэВ/с})^2$, *2* — с параметризацией F_{2N} типа [63] при $Q^2 > 4$ $(\text{ГэВ/с})^2$. Сплошная кривая — результат соединения кривых *1* и *2*; точки — экспериментальные данные SLAC [66]

T_d. Внутренним поперечным движением кварков при этом пренебрежем. На рис.11 кривая *5* показывает вклад $T_2(x')$ в импульсный инклюзивный спектр протонов. Видно, что согласие расчетов на рис.11 с экспериментальными данными намного улучшается при $p > 6{,}5$ ГэВ/с или $x_S/2 > 0{,}8$. Таким образом, найденная функция T_d из процесса стриппинга дейтрона позволила описать данные об образовании протонов в процессе $dp \to pX$ при больших x, когда они вылетают под большими углами в с.ц.м. двух нуклонов.

Мы рассмотрели только один из возможных подходов к исследованию дейтрона при анализе процессов фрагментации дейтрона, предложенный ранее в [60,61]. В действительности существует ряд других подходов к исследованию ненуклонной структуры дейтрона. Опубликован целый ряд обзоров на эту тему [2,4,58,8], поэтому не будем на этом подробно останавливаться. Здесь только отметим проблему, с которой можно столкнуться при анализе шестикварковых состояний в дейтроне, связанную с релятивистскими эффектами в нем. В некоторых модельных подходах, исследующих кварковую структуру дейтрона, анализ проводится в рамках нерелятивистского приближения [14], т.е. релятивистские эффекты в дейтроне полностью игнорируются. Важность учета релятивистских эффектов в дейтроне можно продемонстрировать на примере так называемой минимальной релятивизации дейтронной волновой функции [66,67]. В конце 50-х годов И.С.Шапиро показал [66], что в общем релятивистском случае трансформационные свойства ВФ свободной бесспиновой частицы отличаются от нерелятивистского случая. Другими словами, ВФ в координатном пространстве связана с ВФ в импульсном пространстве следующим образом [66]:

$$\widetilde{\Psi}(p) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int \xi(p, r)\Psi(r) d^3r, \tag{34}$$

$$\xi(p, r) = \left(\frac{\omega_p - pr_0}{m}\right)^{1 - im|r|}, \tag{35}$$

здесь $r_0 = r/|r|$; $\omega_p = (p^2 + m^2)^{1/2}$.

Волновая функция $\widetilde{\Psi}(p)$, связанная с $\Psi(r)$ выражениями (34), (35), обладает следующими свойствами:

1) преобразуется по неприводимому представлению группы Лоренца;

2) имеет инвариантную нормировку [70];

3) превращается в обычное фурье-преобразование в нерелятивистском случае, т.е. при $r \to \infty$ функция $\xi(p, r)$ переходит в exp $(i\vec{p}\vec{r})$.

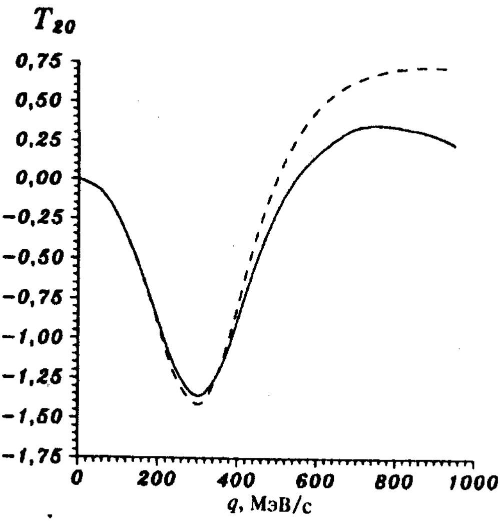


Рис.14. Зависимость T_{20} от импульса q нуклона-спектатора в реакции стриппинга $dp \to pX$ при $p_d \approx 9$ ГэВ/с. Сплошная кривая представляет результат вычисления в рамках спектаторного механизма (рис.5*а*) с релятивизованной парижской ВФД [68]. Штриховая — с нерелятивизованной ВФД того же типа [68]

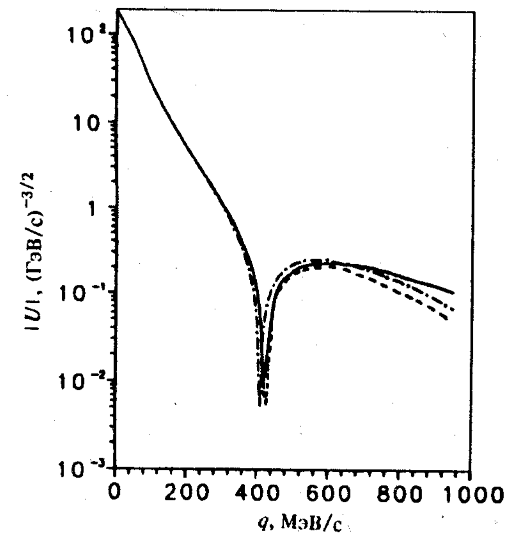


Рис.15. Импульсное распределение S-волны парижской ВФД. Штриховая кривая — расчет с нерелятивистской ДВФ; сплошная — с релятивизованной [69] ВФД; штрихпунктирная линия соответствует S-волне парижской ВФД, но с учетом $6q$-компоненты [76] в рамках гибридной кварковой модели [14]

А теперь посмотрим, к чему приводит при вычислении наблюдаемых величин замена нерелятивистского фурье-преобразования ВФ на преобразования вида (34) в поведении, например, T_{20} в стриппинге $dp \to pX$ и самой ВФД.

На рис.14 продемонстрирована чувствительнсоть T_{20} к различным способам преобразования $\Psi(r)$ (Фурье и Шапиро). При этом вычисления

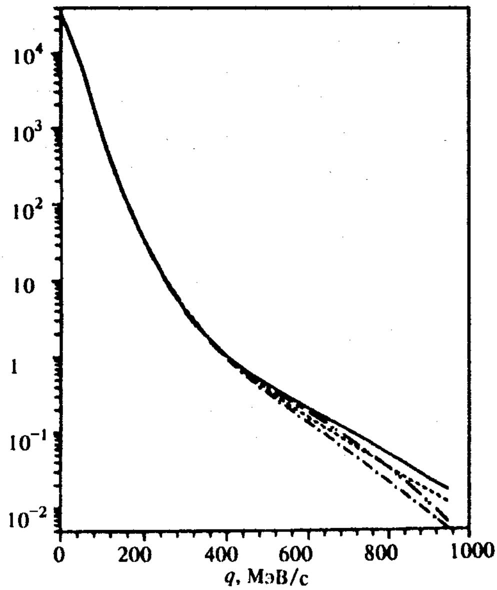


Рис.16. Импульсное распределение нуклонов в дейтроне, т.е. $|\Psi|^2$ в ед. ГэВ^{-3}. Штриховая и штрихпунктирная кривые — расчет с нерелятивистскими ВФД — парижской и боннской соответственно. Сплошная и штриховая с двумя точками линии — расчет с теми же ВФД, но релятивизованными соответственно

T_{20} проводились в рамках спектаторного механизма. Из него видно, что эффект «минимальной релятивизации» дает сдвиг в поведении T_{20} в область больших q, $q \geq 0{,}4$ ГэВ/с. На рис.15 приведено импульсное распределение S-волны парижской ВФД [68] (штриховая кривая). Штрихпунктирная линия на рис.15 соответствует поведению S-волны ВФД, которое вычислено в рамках гибридной кварковой модели [14,76] с парижским потенциалом [68], при этом вес шестикварковой компоненты в дейтроне равен 2,5% [76]. Сплошная линия на рис.15 соответствует импульсному распределению S-волны ВФД $\widetilde{u}(p)$, полученной с помощью преобразования Шапиро (34) из парижской ВФД в r-пространстве. Таким образом, из этого рисунка видно, что «минимальная релятивизация» ВФД имитирует поведение ВФД в гибридной кварковой модели [14] с нерелятивистским потенциалом, особенно в области $q \approx 0{,}4$ ГэВ/с. Поэтому ясно, что только при корректном описании внутренней структуры релятивистской системы, в частности дейтрона, можно понять реальный вклад шестикварковой конфигурации в ВФД.

На рис.16 приведены импульсные распределения, нерелятивистские $\Psi(q)$ и релятивизованные $\widetilde{\Psi}(q)$, различных ВФД (парижской и боннской [72]). Из него видно, что эффект «минимальной релятивизации» может быть довольно большим при $q > 0{,}4$ ГэВ/с. Из рис.16 также видно, что преобразование Шапиро ведет к обогащению высокоимпульсной компоненты ВФД. На это указывалось и в [73].

Конечно, необходимо отметить, что одно преобразование Шапиро $\Psi(r)$ не может быть решением проблемы релятивизации ВФ связанного состояния. Однако продемонстрированная чувствительность различных физических величин к разным преобразованиям $\Psi(r)$ (см. рис.14—16) указывает на исключительную важность учета релятивистских эффектов в дейтроне, особенно при $q > 0{,}4$ ГэВ/с или малых r ($r < 0{,}5$ фм).

5. ПЕРСПЕКТИВЫ ТЕОРЕТИЧЕСКОГО И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУРЫ ДЕЙТРОНА

Вначале подведем итог изложенному в предыдущих разделах.

1. Крайне некорректно использовать нерелятивистскую волновую функцию дейтрона при анализе dN-процессов типа фрагментации или жесткого NN-взаимодействия. Релятивистские эффекты особенно важны в кинематической области, соответствующей малым внутридейтронным расстояниям r.

2. На сегодняшний день состояние теории таково, что до сих пор не найдено однозначной процедуры учета релятивистских эффектов в дейтроне. К разным методам релятивизации ВФД оказываются чрезвычайно чувствительными поляризационные характеристики в инклюзивных и эксклюзивных $d \to N$ реакциях, особенно при больших внутридейтронных импульсах. А импульсные спектры протонов, рожденных в таких процессах, менее чувствительны к ним.

3. Нерелятивистские кварковые модели типа, например, гибридной, использующие нерелятивистские потенциалы, могут искажать информацию о кварковой структуре дейтрона, особенно на малых расстояниях, $r < 0{,}5$ фм, из-за неучета важных в этой области релятивистских эффектов в дейтроне. Это иллюстрируется результатами расчетов, представленных на рис.12—14 в разд.4.

4. Анализ механизма $d \to N$ реакций при высоких энергиях показывает, что совершенно недостаточно ограничиваться рассмотрением только полюсного приближения. Вклады неполюсных диаграмм — перерассеяние нуклонов или мезонов в промежуточном состоянии, диаграммы с поглощением виртуальных мезонов нуклоном — могут быть сравнимы с вкладом полюсных диаграмм, особенно при $0{,}6 < x < 0{,}8$.

5. Все наблюдаемые величины в рассмотренных $d \to N$ процессах, и особенно поляризационные явления, чувствительны к механизму реакции при $x < 0{,}8$.

6. При $x > 0{,}8$, как показывает анализ процессов $d \to N$, стриппинга и «жесткого» dN-рассеяния, вклады неполюсных диаграмм постепенно вымирают и главный вклад, по крайней мере в импульсные спектры протонов, дают полюсные или диаграммы однократного NN-взаимодействия.

Однако последние не описывают имеющиеся экспериментальные данные при $x > 0{,}8$.

7. Учет ненуклонных степеней свободы в дейтроне, возможно, позволяет описать экспериментальные данные о спектрах протонов при $x > 0{,}8$. Однако это не может быть прямым однозначным доказательством их существования, поскольку существуют другие альтернативные объяснения высокоимпульсной части спектра протонов [71,72].

8. В то же время эти ненуклонные степени свободы в дейтроне чрезвычайно важны для описания спектров кумулятивных мезонов уже при $x' > 1$ [60], т.е. $x > 0{,}5$. Обычное распределение нуклонов в дейтроне, например, типа [67,68], не позволяет описать инклюзивные спектры мезонов, рожденных в pd-взаимодействиях в кумулятивной области, т.е. $x' > 1$ $(x > 0{,}5)$, как отчетливо показано в [2,57].

Исходя из всего сказанного выше, можно заключить, что наиболее благоприятная кинематическая область исследования структуры дейтрона в dN-процессах — большие импульсы рассеянных протонов $(x > 0{,}7 \div 0{,}8)$ или рожденных адронов $(x' = 2x > 1)$. На сегодняшний день, к сожалению, скудна экспериментальная информация о спектрах кумулятивных протонов, образующихся в реакции $dp \to pX$, при $x > 0{,}7 \div 0{,}8$. Поэтому крайне желательно иметь такие данные, и не только при $\theta_p \cong 180°$ в системе покоя дейтрона [72], но и под разными углами. Это необходимо, с одной стороны, для возможного извлечения нетривиальной информации о структуре дейтрона на малых внутридейтронных расстояниях из этих данных, а с другой — для проверки предсказаний разных теоретических моделей.

Особого внимания заслуживает изучение поляризационных явлений в dp-взаимодействиях, как неупругих, так и упругих, поскольку, как показано в разд.3 и в [17,35,36], поляризационные характеристики чрезвычайно чувствительны к структуре дейтрона, особенно при больших внутридейтронных импульсах или малых межнуклонных расстояниях. Экспериментальная информация о таких явлениях в реакциях, например, стриппинга дейтрона, довольно скудная при $k > 0{,}7 \div 0{,}8$ ГэВ/с. Имеются лишь экспериментальные данные о T_{20} [41] в этой кинематической области и то с большими ошибками. Постановка наиболее полного опыта, предложенного в [63], т.е. измерения импульсного спектра протонов, T_{20}, других поляризационных характеристик, например, передачи поляризации $\kappa = \vec{\mathcal{P}}'/\vec{\mathcal{P}}$, корреляций поляризаций и т.д., особенно в области больших k, позволила бы извлечь новую информацию о структуре дейтрона на малых межнуклонных расстояниях. Для этой цели довольно интересными представляются нам измерения наблюдаемых величин в эксклюзивных экспериментах. При этом желательно иметь большие энергии начальных частиц, чтобы исследовать dp-процессы, например, типа фрагментации дейтрона при больших внутридейтронных импульсах либо типа «жесткого» dp-рассеяния при больших передачах t.

Исследование dp-процессов при энергиях, например, $T_d \leq 4 \div 5$ ГэВ, как следует из изложенного выше, скорее может дать дополнительную информацию о механизме реакции, чем о его структуре. Это можно объяснить тем, что при таких начальных энергиях невозможно проникнуть на малые внутридейтронные расстояния, например, $r_N < 0{,}5$ фм. В связи с этим кратко остановимся на одном из проектов новых экспериментов в Юлихе, где планируется измерять наблюдаемые величины в реакции $pd \to ppn$ при $T_p \leq 2{,}5$ ГэВ, когда один из регистрируемых протонов вылетает вперед, а другой назад. Как видно из рис.10, импульсный спектр протонов, вылетающих назад в такой реакции, и тензорная анализирующая способность дейтрона T_{20} качественно похожи на эти же наблюдаемые величины, но в эксклюзивной $dp \to pX$ реакции. Поэтому выводы, сделанные для инклюзивного dp-процесса, можно применить и для эксклюзивной реакции. А это означает, что и эксклюзивный процесс $pd \to ppn$ желательно экспериментально изучать при больших начальных энергиях, особенно при таких, чтобы можно было измерить спектр протонов, испущенных назад, при $x > 0{,}7 \div 0{,}8$.

Но, с другой стороны, иметь экспериментальную информацию о различных наблюдаемых величинах в процессе $pd \to ppn$ при $T_p \leq 2{,}5$ ГэВ в постановке, упомянутой выше, полезно для изучения механизма реакции и для получения нетривиальной новой информации о внемассовых эффектах нуклонов в дейтроне. Дело в том, что в кинематической области, когда один протон вылетает назад, а другой вперед, появляются сильные внемассовые эффекты, т.е. $k_N^2 \neq m^2$, где k_N — четырехимпульс нуклона внутри дейтрона, особенно при больших импульсах регистрируемого протона.

Помимо исследования кумулятивных процессов образования нуклонов или рождения других адронов в pd-реакциях, о чем сообщалось неоднократно [1—4,41,63], представляет интерес изучение подпорогового рождения частиц, например, K-мезонов, η-мезонов, антипротонов и т.д. Это связано с тем, что, изучая рождение таких адронов за порогом их образования в столкновении протонов на свободном нуклоне, можно получить нетривиальную информацию о структуре дейтрона, особенно при больших внутридейтронных импульсах.

В заключение хотелось бы отметить еще раз, что развитие релятивистской теории структуры дейтрона представляется очень интересным и перспективным, оно чрезвычайно важно в области малых внутридейтронных расстояний.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Балдин А.М. — ЭЧАЯ, 1977, т.8, вып. 3, с.429.
2. Лукьянов В.К., Титов А.И. — ЭЧАЯ, 1979, т.10, вып. 4, с.815.
3. Аблеев В.Г. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1983, т.37, с.196; 1988, т.47, с.613.
4. Ефремов А.В. — ЭЧАЯ, 1982, т.13, вып. 3, с.613.
5. Ажгирей Л.С. и др. — ЯФ, 1987, т.46, с.1353.
6. Schmidt I.A., Blankenbecler R. — Phys.Rev., 1977, vol.D15, p.3321.
7. Wong Cheuk-Yin, Blankenbecler R. — Phys.Rev., 1980, vol.C22, p.2433.
8. Ставинский В.С. — ЭЧАЯ, 1979, т.10, вып. 5, с.949.
9. Arnold R.G., Carlson C.F., Gross P. — Phys.Rev., 1981, vol.C23, p.363.
10. Рекало М.П. — Труды III международного симпозиума «Пион-нуклонные и нуклон-нуклонные взаимодействия». Л., 1989, т.2, с.200.
11. Aubert J.J. et al. — Phys.Lett., 1983, vol.B123, p.275.
12. Arnold R.G. et al. — Phys.Rev.Lett., 1984, vol.52, p.727.
13. Кобушкин А.П., Шелест В.П. — ЭЧАЯ, 1983, т.14, вып.5, с.1146.
14. Neudachin V.G., Obuchovsky I.T., Kukulin V.I. et al. — Phys.Rev., 1975, vol.C11, p.128.
15. Карманов В.А. — ЭЧАЯ, 1988, т.19, вып.3, с.525.
16. Браун М.А., Токарев М.В. — ЭЧАЯ, 1991, т.22, вып.6, с.1237.
17. Долидзе М.Г., Лыкасов Г.И. — Материалы XXV Зимней школы ЛИЯФ, Л., 1990, т.3, с.187.
18. Frankfurt L.L., Strikman M.I. — Phys.Rep., 1981, vol.5, p.215.
19. Kobushkin A.P., Vizireva L.J. — J.Phys.G: Nucl.Phys., 1982, vol.6, p.893.
20. Амелин Н.С., Глаголев В.В., Лыкасов Г.И. — ЭЧАЯ, 1982, т.13, с.129.
21. Копелиович В.Б., Радоманов В.В. — Препринт ОИЯИ, Р2-671, Дубна, 1978.
22. Браун М.А., Вечернин В.В. — ЯФ, 1978, т.28, с.1466.
23. Дахно Л.Г., Никонов В.А. — ЯФ, 1989, т.50, с.1757.
24. Gross F. — Phys.Rev., 1974, vol.100, p.223.
25. Garsevanishvili V.R. — XIII Winter School of Theoretical Physics in Karpacz. 1976, v.1, p.313.
26. Кадышевский В.Г. — ЖЭТФ, 1964, т.46, № 2, с.654; № 3, с.872; Nucl.Phys., 1968, vol.B6, No2, p.125.
27. Weinberg S. — Phys.Rev., 1966, vol.150, p.1313.
28. Brodsky S.J. et al. — Phys.Rev., 1973, vol.D8, p.4574.
29. Kogut J.B., Soper D.E. — Phys.Rev., 1970, vol.1, p.2901.
30. Стрикман М.И., Франкфурт Л.Л. — ЭЧАЯ, 1980, т.11, вып.3, с.571.
31. Tjon J.A., Rupp G. — Phys.Rev., 1990, vol.C41, p.472.
32. Анисович В.В., Саранцев А.В. — Материалы XXV Зимней школы ЛИЯФ. Л., 1990, т.1, с.49.
33. Грач И.Л., Кондратюк Л.А. — ЯФ, 1984, т.39, с.316.
34. Лев Ф.М. — ЭЧАЯ, 1990, т.21, вып.5, с.1251.
35. Dolidze M.G., Lykasov G.I. — Z.Phys., 1990, vol.A336, p.339.
36. Dolidze M.G., Lykasov G.I. — Proc. of X Intern. Seminar on High Energy Physics Problems. JINR, Dubna, 1990, vol.11, p.336; Dorodnych Yu.L., Lykasov G.I. — Preprint INP No 781/92, M., 1992.

37. Grassler H. et al. — Nucl.Phys., 1978, vol.B132, p.1.
38. Akesson T., et al. — Nucl.Phys., 1982, vol.B203, p.27.
40. Амелин Н.С., Лыкасов Г.И. — ЯФ, 1978, т.28, с.1258.
41. Ableev V.G. et al. — Proc. of 7 Intern. Conf. on Polarization Phenomena in Nuclear Physics. Paris, June, 1990, v.1, p.40F.
42. Барашенков В.С., Славин Н.В. — ЭЧАЯ, 1984, т.15, с.997.
43. Пономарев Л.А. — ЭЧАЯ, 1976, т.7, с.186.
44. Dorodnych Yu.L., Neudachin V.G., Yudin N.P., Obuchovsky I.T. — Phys.Rev., 1991, vol.C43, p.2499.
45. Vasan S.S. — Phys.Rev., 1973, vol.D8, p.4092.
46. Лапидус Л.И. — ЭЧАЯ, 1984, т.15, с.493.
47. Bugg D.V., Wilkin C. — Nucl.Phys., 1987, vol.A467, p.565; Phys.Lett., 1985, vol.B152, p.37.
48. Perdrisat C.F., Punjabi V. — Phys.Rev., 1989, vol.C42, p.1899.
49. Dachno L.G., Nikonkov V.A. — Nucl.Phys., 1989, vol.A491, p.6521.
50. Perdrisat C.F. et al. — Phys.Rev.Lett., 1987, vol.59, p.2840.
51. Zarubin A.V. et al. — Proc. of Dubna — Workshop on Problems of Deuteron Structure at High Energies. JINR, E2-92-25, Dubna, 1991, p.214.
52. Perdrisat C.F. et al. — Proc. of Dubna — Workshop on Problems of Deuteron Structure at High Energies. JINR, E2-92-25, Dubna, 1992, p.179.
53. Dolidze M.G., Lykasov G.I. — Z.Phys., 1990, vol.A335, p.95.
54. Azhgirey L.S. et al. — Nucl.Phys., 1991, vol.A528, p.621.
55. Балдин А.М. — Краткие сообщения по физике. М.: ФИАН, 1971, 1, с.35.
56. Baldin A.M. — Proc. of Rochester Meeting APS/N.Y., 1971, p.131.
57. Герасимов С.Б., Гиордэнеску Н. — Сообщение ОИЯИ, Р2-7687, Дубна, 1974.
58. Буров В.В., Лукьянов В.К., Титов А.И. — ЭЧАЯ, 1984, т.15, с.1249.
59. Кайдалов А.Б. — X Школа по физике ИТЭФ. М.: Энергоиздат, 1983, вып.2, с.3.
60. Ефремов А.В., Кайдалов А.Б., Ким В.Т. и др. — ЯФ, 1988, т.47, с.1364.
61. Ефремов А.В. — Препринт ОИЯИ, Р2-87-762, Дубна, 1987.
62. Anderson L.M.et al. — Preprint LBL, 14-330, Berkley, 1982.
63. Strokovsky E.A. et al. — Proc. of the Few Body Conference, 1991, Australia.
64. Owens R.F., Kimel J.D. — Phys.Rev., 1978, vol.D18, p.3313.
65. Efremov A.V., Bondarchenko E.A. — Preprint JINR, E2-84-124, Dubna, 1984.
66. Shutz W.P. et al. — Phys.Rev.Lett., 1977, vol.38, p.259.
67. Reid R.V. — Ann. Phys., 1968, vol.50, p.411.
68. Lacombe M. et al. — Phys.Lett., 1981, vol.B151, p.139.
69. Шапиро И.С. — ДАН СССР, 1956, т.106, с.647.
70. Kadyshevsky V.G., Mir-Kasimov R.M., Skachkov N.B. — Nuovo Cim., 1968, vol.A55, No2, p.233.
71. Dachno L.G., Nicolaev N.N. — Nucl.Phys., 1985, vol.A436, p.653.
72. Lacombe M., Loiseau B., Richard J.M. et al. — Phys.Rev., 1980, vol.C21, p.861.
73. Chemtob M. — Nucl.Phys., 1979, vol.A34, p.387.
74. Kopeliovich V.B. — Phys.Rep., 1986, vol.139, p.51.
75. Балдин А.М. и др. — Сообщение ОИЯИ, Р1-11186, Дубна, 1977.
76. Dzshemuchadze S.V. et al. — Proposal for Deuteron Desintegration Study at COSY in Exclusive Experiments with Polarized Protons and Deuterons. Dubna — Julich, 1991.