

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P1-86-729

Л.С.Ажгирей, С.В.Разин, Н.П.Юдин*

ОПИСАНИЕ РЕАКЦИИ ${}^1\text{H}(d,p)\text{X}$
ПРИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭНЕРГИЯХ ДЕЙТРОНОВ
В МОДЕЛИ ЖЕСТКИХ СОУДАРЕНИЙ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

* Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова

1986

I. ВВЕДЕНИЕ

Исследование ядерных реакций с участием дейтронов всегда играло важную роль в развитии ядерной физики. Так, например, при небольших энергиях реакции (d, p) и (p, d) оказались эффективным инструментом изучения оболочечной структуры атомного ядра ^{/1/}. Анализ ^{/2/} данных о процессе прямого выбивания дейтронов из ядер протонами промежуточных энергий ^{/3/} привел к формулировке концепции флуктонов в ядре ^{/4/}. При высоких энергиях изучение реакций, инициируемых дейтронами, представляет несомненный интерес для решения целого ряда проблем релятивистской ядерной физики. Прежде всего изучение таких реакций необходимо для апробации различных теоретических подходов к описанию релятивистской структуры составных адронных систем. Здесь еще остаются открытыми вопросы выбора систем отсчета, описания релятивистских объектов с помощью волновой функции, выделения необходимого и достаточного набора степеней свободы системы и др. Представляется очевидным, что лишь на основе корректного описания внутренней структуры релятивистских объектов можно достичь понимания того, как кварковые и глюонные степени свободы адронов проявляются во взаимодействиях релятивистских ядер, до каких расстояний нуклоны в дейтроне сохраняют свою индивидуальность или какова роль шестикварковых конфигураций в волновой функции дейтрона.

В последнее время накапливается все больше аргументов в пользу того, что определенный круг процессов, протекающих при столкновениях релятивистских объектов, обладающих внутренней (нуклонной или кварковой) структурой, может быть описан в рамках того или иного варианта импульсного приближения ^{/5-9/}. Одним из таких процессов может являться реакция (d, p) на ядрах с достаточно большим углом вылета протонов относительно пучка дейтронов высокой энергии.

При малых углах наблюдения выход вторичных протонов в реакциях $A(d, p)X$ обусловлен, как известно, процессами стриппинга и дифракционной диссоциации дейтронов. Развитие для описания этих механизмов в рамках модели многократного нуклон-нуклонного рассеяния подходы позволяют удовлетворительно воспроизвести интегральный выход протонов и их спектр в интервале импульсов до ~ 300 МэВ/с (в системе покоя

дейтрона), причем форма спектра определяется квадратом волновой функции дейтрона с учетом ее релятивистской деформации ^{/10-13/}. Высокоимпульсные части спектров протонов, испущенных под малыми углами ^{/14,15/}, однако, в большей степени чувствительны к структуре поверхностного слоя ядра-мишени, чем к деталям волновой функции дейтрона ^{/15,16/}.

По мере увеличения угла регистрации протона в реакции $A(d, p)X$ все больше становится вклад протонов, испытавших в процессе развала дейтронов соударения с нуклонами мишени. С другой стороны, при этом нарушаются условия применимости дифракционного приближения. При достаточно больших поперечных импульсах протонов можно надеяться описать результаты измерений спектров протонов от реакции (d, p) в рамках модели жестких соударений, т.е. с помощью простейшей диаграммы релятивистского импульсного приближения с одним жестким соударением нуклонов ^{/5-8/}. Если эта модель окажется справедливой, то данные о реакции (d, p) могут служить важным источником информации о структуре релятивистского дейтрона.

Необходимым элементом описания реакции (d, p) в этом приближении является импульсное распределение нуклонов в дейтроне. В релятивистской ядерной физике это распределение принято задавать с помощью структурной функции $G(y, \vec{l}_T)$, которая определяет вероятность обнаружить в быстро движущемся дейтроне нуклон с поперечным импульсом \vec{l}_T и долей y продольного импульса от полного импульса дейтрона.

Модель жестких соударений уже использовалась ^{/5,7/} для описания инклюзивного спектра протонов, испущенных под углом $2,5^\circ$ в реакции $^{12}\text{C}(d, p)X$ при начальной кинетической энергии дейтронов 2,1 ГэВ/нуклон ^{/17/}. В результате при определенных значениях параметров структурной функции было достигнуто качественное описание экспериментальных данных. Проанализированный в ^{/5,7/} спектр протонов, однако, охватывает довольно ограниченную область импульсов около значения, равного половине начального импульса дейтрона, в которой чувствительность результатов расчетов к изменению параметров структурной функции невелика.

Недавно были выполнены новые экспериментальные исследования фрагментации релятивистских дейтронов, в которых спектры вторичных протонов были измерены почти до кинематической границы их испускания: в работе ^{/14/} протоны от реакции $^{12}\text{C}(d, p)X$ при 8,9 ГэВ/с регистрировались под 0° , а в ^{/18/} спектры протонов от развала дейтронов с импульсом 9 ГэВ/с на ядрах водорода, дейтерия и углерода измерялись под углом $0,139$ рад. Поскольку протоны, испущенные под углом $0,139$ рад, не могут быть спектаторами, а должны испытать жесткое столкно-

вение с мишенью, данные о реакции ${}^1\text{H}(d, p)X$ при 9 ГэВ/с могут служить хорошим тестом, во-первых, релятивистской модели жестких соударений в целом, во-вторых, структурной функции дейтрона, в частности, зависимости структурной функции от поперечного импульса; анализу новых экспериментальных данных ^{18/} и посвящена настоящая работа.

2. ЭЛЕМЕНТЫ ТЕОРИИ

Основные формулы модели релятивистских жестких соударений мы воспроизведем, опираясь на фейнмановскую диаграммную технику. Исходная диаграмма для реакции $d p \rightarrow p X$ показана на рис. 1. Здесь B обозначает налетающий дейтрон, A - протон-мишень, β и b - нуклоны, C - регистрируемый протон. M_0 представляет амплитуду для основного процесса взаимодействия $b A \rightarrow C d$ (в нашем случае это реакция $N p \rightarrow p X$), причем нуклон b находится вне массовой поверхности.

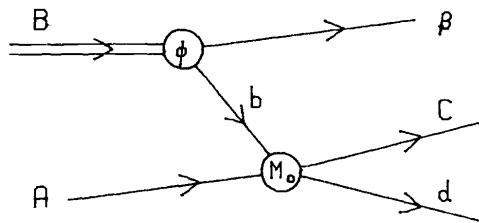


Рис. 1. Исходная диаграмма модели жестких соударений для реакции $d p \rightarrow p X$. Обозначения разъясняются в тексте.

Четырехмерные импульсы участвующих в задаче частиц (обозначения частиц и соответствующих четырехимпульсов совпадают) удобно записать в виде

$$B = \left(P_2 + \frac{B^2}{4P_2}, \vec{0}_T, P_2 - \frac{B^2}{4P_2} \right),$$

$$A = \left(P_1 + \frac{A^2}{4P_1}, \vec{0}_T, -P_1 + \frac{A^2}{4P_1} \right),$$

$$\beta = \left((1-y)P_2 + \frac{\beta^2 + \vec{\ell}_T^2}{4(1-y)P_2}, -\vec{\ell}_T, (1-y)P_2 - \frac{\beta^2 + \vec{\ell}_T^2}{4(1-y)P_2} \right), \quad (1)$$

$$b = \left(yP_2 + \frac{\ell^2 + \vec{\ell}_T^2}{4yP_2}, \vec{\ell}_T, yP_2 - \frac{\ell^2 + \vec{\ell}_T^2}{4yP_2} \right).$$

При такой записи четырехимпульсы B, \dots, b определены в общем наборе систем отсчета, движущихся вдоль оси взаимодействия, а определенная система отсчета задается соответствующим выбором P_1 и P_2 . Так, например, в системе бесконечного импульса (СБИ) $P_2 \rightarrow \infty$, а в лабораторной системе координат $P_2 = (E_d + p_d)/2$, $P_1 = m_A/2$. В формулах (1) величина

$$y = \frac{b_0 + b_3}{B_0 + B_3} \quad (2)$$

имеет смысл доли продольного импульса частицы B , уносимой фрагментом b , в СБИ; квадрат "нефизической" массы этого фрагмента ℓ^2 определяется законом сохранения энергии $B_0 = b_0 + \beta_0$ в вершине, описывающей диссоциацию дейтрона:

$$\ell^2 = \frac{y(1-y)B^2 - y\beta^2 - \vec{\ell}_T^2}{1-y}; \quad (3)$$

$\vec{\ell}_T$ есть поперечный импульс фрагмента b .

По правилам вычисления диаграмм Фейнмана инвариантное дифференциальное сечение процесса, описываемого диаграммой рис. 1, можно записать в виде

$$E_C \frac{d\sigma}{dC} = \frac{1}{2(2\pi)^3} \int \left| \mathcal{M}(B \rightarrow b\beta) \right|^2 \frac{I(b, A)}{I(B, A)} \frac{d\beta}{E_\beta} E_C \frac{d\sigma}{dC}(bA \rightarrow CX). \quad (4)$$

Здесь E_C и E_β - полные энергии частиц C и β , m - масса нуклона, $I(b, A)$, $I(B, A)$ - инвариантные потоки сталкивающихся частиц, например,

$$I(b, A) = \sqrt{(\ell \cdot A)^2 - \ell^2 A^2},$$

где ℓ и A - четырехимпульсы частиц β и A , а $M(B \rightarrow \beta\beta)$ - инвариантная амплитуда диссоциации дейтрона на два нуклона. Дальнейшая конкретизация модели как раз и определяется способом задания величины

$$\phi = \frac{M(B \rightarrow \beta\beta)}{\ell^2 - m^2}$$

В диаграммной технике Фейнмана эта величина является функцией одной переменной, $\phi = \varphi(\ell^2)$, причем в нерелятивистской теории функция $\varphi(\ell^2)$ имеет вероятностный смысл и с точностью до множителя отождествляется с волновой функцией дейтрона. В релятивистском случае $\varphi(\ell^2)$ теряет смысл волновой функции, поскольку, в частности, помимо процесса диссоциации дейтрона представляет также вклад от процесса аннигиляции антинуклона на дейтроне. В СБИ, однако, вклад таких процессов обращается в нуль [19], и величину ϕ с точностью до множителя $1/y$ можно истолковать как волновую функцию "в динамике на поверхности светового фронта" [9, 20, 21]. Именно в СБИ

$$\frac{M(B \rightarrow \beta\beta)}{\ell^2 - m^2} = \frac{\psi(y, \vec{\ell}_T)}{y}, \quad (5)$$

где $\psi(y, \vec{\ell}_T)$ - волновая функция в переменных y и $\vec{\ell}_T$, которые инвариантны относительно преобразований Лоренца в продольном направлении, с нормировкой

$$\frac{1}{(2\pi)^3} \int |\psi(y, \vec{\ell}_T)|^2 \frac{dy d\vec{\ell}_T}{2y(1-y)} = 1. \quad (6)$$

Подставив (5) в (4) и воспользовавшись соотношением

$$\frac{d\beta}{E_\beta} = \frac{dy d\vec{\ell}_T}{1-y},$$

получим для инвариантного сечения выражение

$$E_c \frac{d\sigma}{d\vec{c}} = \int dy d\vec{\ell}_T G_{g/B}(y, \vec{\ell}_T) \frac{I(\ell, A)}{y I(B, A)} E_c \frac{d\sigma}{d\vec{c}}(\beta A \rightarrow CX), \quad (7)$$

которое совпадает с приведенным в [5-8]. Здесь

$$G_{g/B}(y, \vec{\ell}_T) = \frac{1}{2(2\pi)^3} |\psi(y, \vec{\ell}_T)|^2 \frac{1}{y(1-y)}$$

- структурная функция, выражающая вероятность обнаружить конститuent типа β в ядре B с долей продольного "импульса" y и поперечным импульсом $\vec{\ell}_T$. Эта функция нормирована условиями

$$\sum_{\beta} \int G_{g/B}(y, \vec{\ell}_T) dy d\vec{\ell}_T = N, \quad (8)$$

$$\sum_{\beta} \int G_{g/B}(y, \vec{\ell}_T) y dy d\vec{\ell}_T = 1,$$

где N - число конститuentов в ядре B . Второе из условий (8) выражает закон сохранения импульса.

Подчеркнем еще раз, что в технике диаграмм Фейнмана функция $\phi = M(B \rightarrow \beta\beta)/(\ell^2 - m^2)$ зависит от одной переменной ℓ^2 (в пренебрежении спиновыми степенями свободы), и поэтому $\psi(y, \vec{\ell}_T)$, казалось бы, также должна быть функцией одной переменной, т.е. $\psi(y, \vec{\ell}_T) = \psi(\ell^2(y, \vec{\ell}_T))$. С другой стороны, в этой технике в дейтронной вершине дейтрон переходит в два нуклона с возбуждением различных степеней свободы, в частности мезонных [21]. Если, однако, ограничиться только нуклонными степенями свободы, то волновая функция $\psi(y, \vec{\ell}_T)$ в общем случае будет являться функцией двух независимых переменных. Вопрос о том, зависит ли действительно волновая функция ψ от одной или двух переменных, нельзя решить теоретически из-за неприменимости теории возмущений. Он может быть решен только путем сопоставления с экспериментом.

Можно выделить два подхода для конкретизации структурной функции $G_{g/B}(y, \vec{\ell}_T)$. В первом из них вид этой функции выбирается на основании рассмотрения теоретико-полевых моделей нуклон-нуклонного взаимодействия [5, 7], а численные значения свободных параметров находятся из сравнения результатов расчетов с экспериментальными данными. Так, в работе [7] при описании инклюзивного спектра протонов, испущенных под углом $2,5^\circ$ в реакции $^{12}\text{C}(d, p)X$ при начальной кинетической энергии дейтрона 2,1 ГэВ/нуклон [17], структурная функция дейтрона была выбрана в виде

$$G_{g/B}(y, \vec{\ell}_T) = \frac{N_0}{2(2\pi)^3} \frac{[y(1-y)]^g}{[M^2(y) + \vec{\ell}_T^2]^2 [1 + \vec{\ell}_T^2/(\delta^2 + M^2(y))]^{g-1}}, \quad (9)$$

где

$$M^2(y) = (1-y)\beta^2 + y\beta^2 - y(1-y)B^2,$$

N_0 - нормировочный множитель, а значения параметров q и δ^2 были выбраны равными 3 и 0,2 (ГэВ/с)² соответственно. В работе /17/ отмечалось также, что значения $q = 2$ и $\delta^2 \approx 0,08$ (ГэВ/с)² соответствовали бы структурной функции "хольтеновского типа" для дейтрона. К недостаткам описываемого подхода можно отнести возможность феноменологического учета вкладов нескольких реально существующих механизмов в рамках механизма, представленного диаграммой импульсного приближения (рис. 1), за счет варьирования параметров.

Второй подход к определению структурной функции $G_{E/B}(y, \vec{l}_T)$ сводится к заданию способа преобразования импульсного распределения нуклонов в дейтроне $\varphi(\vec{k})$ при переходе из системы покоя дейтрона в лабораторную систему координат. При этом предполагается обычно, что само импульсное распределение является скалярной функцией импульсов. Что касается связи между (y, \vec{l}_T) и \vec{k} , то в литературе используется несколько вариантов такой связи, приводящих, в конечном счете, к разным результатам.

Наиболее естественным представляется переход от переменных \vec{k} к (y, \vec{l}_T) , основанный на записи инвариантной величины y , определенной выражением (2), в лабораторной системе координат и в системе покоя дейтрона (этот рецепт пересчета эквивалентен использованному в /10/):

$$y = \frac{b_0 + b_3}{B_0 + B_3} = \frac{\sqrt{l^2 + \vec{k}^2} + k_3}{M_d^2}, \quad \vec{l}_T = \vec{k}_T.$$

Применяя эти соотношения и условия нормировки функций $G_{E/B}(y, \vec{l}_T)$ и $\varphi(\vec{k})$; можно получить

$$G_{E/B}(y, \vec{l}_T) = \frac{M_d k_0}{k_0 - k_3} |\varphi(\vec{k})|^2, \quad k_0 = \sqrt{m^2 + \vec{k}^2}. \quad (10)$$

Другой часто используемый способ перехода от импульса внутреннего движения нуклонов \vec{k} к переменным (y, \vec{l}_T) основан на применении соотношений /20/:

$$y = \frac{\sqrt{m^2 + b_3^2 + \vec{l}_T^2} + b_3}{B_0 + B_3} = \frac{\sqrt{m^2 + \vec{k}^2} + k_3}{2k_0}, \quad \vec{l}_T = \vec{k}_T;$$

в этом случае дейтрон рассматривается как волновой пакет двух свобод-

ных нуклонов. Тогда

$$G_{E/B}(y, \vec{l}_T) = \frac{2k_0^3}{m^2 + \vec{k}_T^2} |\varphi(\vec{k})|^2. \quad (11)$$

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

В выражение (7) для дифференциального сечения реакции ${}^1\text{H}(d, p)\text{X}$ входит инвариантное сечение процесса $bA \rightarrow CX$. Очевидно, что в рассматриваемую нами область спектра вторичных протонов ($|\vec{c}| \geq B_3/2$) определяющий вклад дает реакция упругого рассеяния протонов дейтрона на протонах мишени. Некоторый вклад могут давать также реакции $np \rightarrow pn$, $pp \rightarrow p\Delta^+$, $np \rightarrow p\Delta^0$ и другие неупругие процессы. В том случае, когда реакция $bA \rightarrow CX$ является двухчастичной, соответствующее ей сечение можно представить в виде

$$E_c \frac{d\sigma}{d\vec{c}}(bA \rightarrow CX) = \frac{2I(b, A)}{\pi} \delta(m_x^2 - m_d^2) \frac{d\sigma}{dt'}(bA \rightarrow cd). \quad (12)$$

Здесь $d\sigma(bA \rightarrow cd)/dt'$ представляет дифференциальное сечение реакции $bA \rightarrow cd$, переменные s' и t' являются обычными инвариантными переменными для этой реакции:

$$s' = (b+A)^2, \quad t' = (b-c)^2.$$

Как уже отмечалось, нуклон b находится вне массовой поверхности; это обстоятельство учитывалось таким образом, что в расчетах использовались значения $d\sigma/dt'$, найденные для s' и t' , вычисленных при "нефизическом" значении квадрата массы этого нуклона $l^2 \neq m^2$ (см. (3)).

Дифференциальное сечение реакции ${}^1\text{H}(d, p)\text{X}$ находилось непосредственным численным интегрированием по переменным y и \vec{l}_T . Наличие в выражении (12) δ -функции позволяет избавиться от интегрирования по одной из переменных (например, y); при этом выражение (7) преобразуется к виду

$$E_c \frac{d\sigma}{d\vec{c}} = \frac{2m_A}{\pi a B_3} \int_{l_{T\min}}^{l_{T\max}} \int_{y_1}^{y_2} \frac{(1-y_1)|\vec{l}|}{y_1|y_1-y_2|} G_{E/B}(y, \vec{l}_T) \frac{d\sigma}{dt'}(bA \rightarrow cd) l_T dl_T d\alpha, \quad (13)$$

где

$$a = B^2 + (B_0 + B_3)(m_A - C_0 + C_3),$$

α - угол между векторами \vec{l}_T и \vec{C}_T , y_1 и y_2 - корни уравнения

$$\left[\frac{m_A - C_0 - C_3}{B_0 + B_3} + y \right] \left[a - \frac{\beta^2 + \vec{l}_T^2}{1 - y} \right] - m_d^2 - (\vec{l}_T - \vec{C}_T)^2 = 0, \quad (I4)$$

выражающего закон сохранения четырехимпульса в вершине взаимодействия $b + A = C + d$, а пределы интегрирования находятся из условия, чтобы y_1 и y_2 были действительными числами. По мере приближения к кинематическому пределу реакции ${}^1\text{H}(d, p)X$ (в этом случае $X = p + n$) область интегрирования стягивается в точку, а вычисляемое дифференциальное сечение стремится к нулю.

При вычислении интеграла (I3) для импульсов регистрируемых протонов $|C|$ от 3,7 до 7,3 ГэВ/с величина s' меняется в области примерно от 5 до 15 (ГэВ/с)². Параметризации дифференциальных сечений учитывавшихся в расчетах двухчастичных (и квазидвухчастичных) процессов, найденные для этой области s' , приведены в приложении.

Результаты некоторых вариантов расчета, выполненных в рамках изложенного в предыдущем разделе формализма модели релятивистских жестких столкновений, показаны на рис. 2 и 3. На рис. 2 приведены импульсные спектры протонов, испущенных под углом 0,139 рад в реакции ${}^1\text{H}(d, p)X$ при 9 ГэВ/с, вычисленные по формуле (I3) в предположении, что все эти протоны испускаются в результате упругого рассеяния протонов дейтрона на протонах мишени. Кривая 1 соответствует варианту расчета со структурной функцией, даваемой выражением (9) (при $q = 3$, $\delta^2 = 0,2$ (ГэВ/с)² и $N_0 = 362,9$ (ГэВ/с)²). Кривые 2 и 3 представляют варианты расчетов со структурными функциями (II) и (IO) соответственно, где в качестве $\psi(\vec{k})$ была использована волновая функция дейтрона для парижского потенциала /22/; напомним, что функции (IO) и (II) различаются способом перехода от импульса внутреннего движения нуклонов \vec{k} к переменным (y, \vec{l}_T) . Расчеты, выполненные с использованием в качестве $\psi(\vec{k})$ волновой функции дейтрона, полученной для потенциала Рейда с мягким кором /23/, дают результаты, близкие к полученным с волновой функцией дейтрона для парижского потенциала.

Из сравнения кривых 1, 2 и 3 с экспериментальными данными видно, что

1) вблизи от максимума экспериментального распределения, в области импульсов регистрируемых протонов до $\sim 4,9$ ГэВ/с (минимальные значения $|K|$, которые при этом достигаются, составляют 140 - 150 МэВ/с), все варианты расчетов дают близкие результаты;

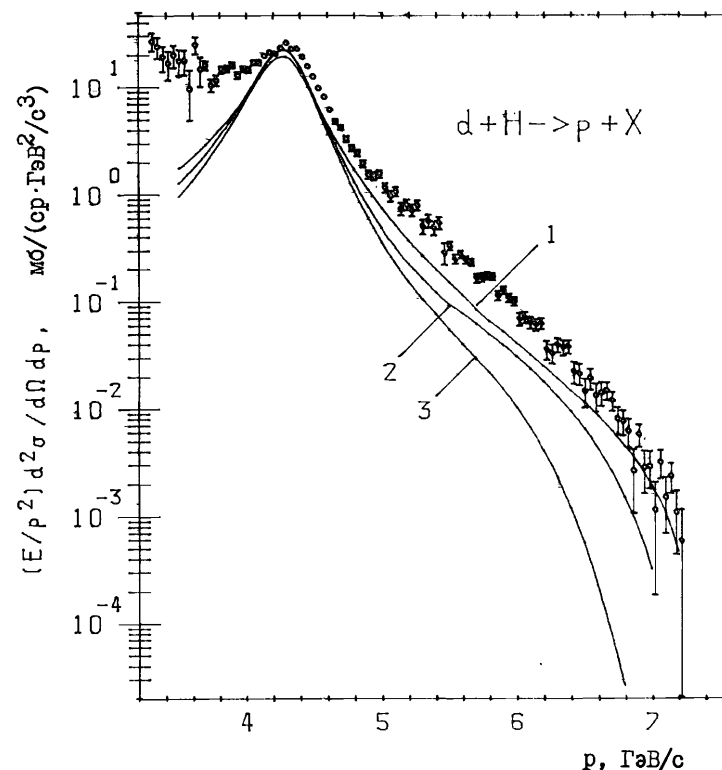


Рис. 2. Импульсный спектр протонов, зарегистрированных под углом 0,139 рад во взаимодействиях дейтронов с импульсом 9 ГэВ/с с ядрами водорода ${}^1\text{H}$. Сплошные кривые 1, 2 и 3 - результаты расчетов по формуле (I3) в предположении, что все протоны испускаются в результате упругого рассеяния протонов дейтрона на протонах мишени, со структурными функциями (9) (при значениях параметров $q = 3$, $\delta^2 = 0,2$ (ГэВ/с)², $N_0 = 362,9$ (ГэВ/с)²), (II) и (IO) соответственно.

2) расчеты со структурной функцией, полученной из нерелятивистской волновой функции дейтрона $\psi(\vec{k})$, лучше описывают высокоимпульсную часть спектра протонов в том случае, когда между \vec{k} и (y, \vec{l}_T) используется связь (II), основанная на представлении дейтрона в виде волнового пакета двух свободных нуклонов;

3) лучшее описание экспериментальных данных достигается со структурной функцией, выбранной в виде (9).

Дальнейшего улучшения описания экспериментальных данных можно добиться, варьируя параметр δ^2 в структурной функции (9). Оказывается, что форма экспериментального спектра протонов лучше всего воспроизводится при значениях $\delta^2 \approx 0,6 - 0,8$ (ГэВ/с)².

Отметим, что ни один из рассмотренных вариантов расчета не воспроизводит величину сечения в максимуме протонного спектра (при 4,3 ГэВ/с), причем для совпадения максимумов экспериментального и вычисленных спектров последние нужно было бы умножить на коэффициент 1,18 - 1,36 (в зависимости от варианта расчета). Имея в виду, что возможная систематическая ошибка в абсолютной нормировке измеренных дифференциальных сечений составляет $\pm 15\%$, укажем, тем не менее, и другие возможные источники этого расхождения:

1) вклад в измеренный спектр протонов от других процессов, отличных от упругого рассеяния протонов налетающего дейтрона на протонах мишени;

2) существование других механизмов рассматриваемой реакции ${}^1\text{H}(d, p)X$, отличных от представленного диаграммой рис. 1.

Первая из указанных причин была исследована в настоящей работе. На рис. 3 кривыми 3, 4 и 5 показаны импульсные зависимости дифференциальных сечений процесса ${}^1\text{H}(d, p)X$, вычисленные в предположении, что нуклон налетающего дейтрона участвует в реакциях $n p \rightarrow p n$, $N p \rightarrow p \Delta$ и $N p \rightarrow p N\pi$ соответственно. Параметризации дифференциальных сечений для этих реакций приведены в приложении. Штриховой кривой 2 изображен вклад основной реакции $p p \rightarrow p p$, вычисленный со структурной функцией (9) (при значениях параметров $g = 3$, $\delta^2 = 0,8$ (ГэВ/с)² и $N_0 = 331,5$ (ГэВ/с)²), а кривая 1 представляет сумму всех учтенных вкладов от процессов взаимодействия нуклонов дейтрона с мишенью. В максимуме протонного спектра вклады неупругих процессов составляют не более 17% по отношению к вкладу протонов от упругого $p-p$ рассеяния; остающееся расхождение расчетной кривой 1 с экспериментальными данными в максимуме спектра составляет около 15%.

4. ВЫВОДЫ

Выполненный анализ спектра протонов, испущенных под углом 0,139 рад в результате фрагментации дейтронов с импульсом 9 ГэВ/с на ядрах водорода, позволяет сделать следующие выводы.

1. В целом релятивистская модель жестких соударений при разумном выборе структурной функции дейтрона удовлетворительно описывает

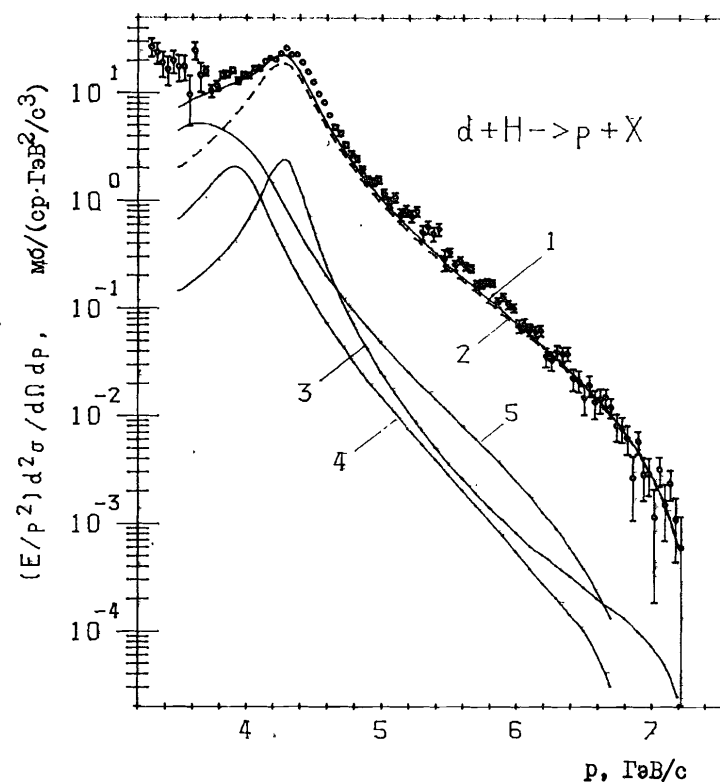


Рис. 3. То же, что и на рис. 2. Кривые 3, 4 и 5 - вклады протонов от реакций $n p \rightarrow p n$, $N p \rightarrow p \Delta$ и $N p \rightarrow p N\pi$ соответственно; кривая 2 - вклад протонов от реакции $p p \rightarrow p p$, вычисленный со структурной функцией (9) (при значениях параметров $g = 3$, $\delta^2 = 0,8$ (ГэВ/с)², $N_0 = 331,5$ (ГэВ/с)²); кривая 1 - сумма всех указанных вкладов от процессов взаимодействия нуклонов дейтрона с мишенью.

экспериментальные данные о реакции ${}^1\text{H}(d, p)X$. Отсюда можно заключить, что измерение высокоимпульсных частей спектров протонов, испускаемых с большими поперечными импульсами во взаимодействиях релятивистских дейтронов с ядрами, является эффективным средством изучения структуры релятивистского дейтрона.

2. Экспериментальные данные не удается описать с помощью структурных функций, выведенных из нерелятивистской волновой функции

дейтрона. Этот факт может означать, что структурная функция $G_{\beta/\beta}(y, \vec{t}_T)$ должна быть функцией двух независимых переменных y и \vec{t}_T , описывающих продольное и поперечное движения конstituентов дейтрона.

3. Несмотря на достигнутое удовлетворительное описание данных, следует иметь в виду, что варьирование параметров структурной функции может оказаться эквивалентным феноменологическому учету вкладов реально существующих, но не охваченных диаграммой импульсного приближения механизмов.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность профессору М.Г.Мещерякову за внимание к работе и ценные обсуждения, а также М.А.Игнатенко и Г.И.Лыкасову за обсуждения и критические замечания.

ПРИЛОЖЕНИЕ. Параметризации экспериментальных данных по дифференциальным сечениям реакций $pp \rightarrow pp$, $np \rightarrow pn$, $Np \rightarrow p\Delta$, $Np \rightarrow pN\pi$ в области $5 \lesssim s' \lesssim 15$ (ГэВ/с)².

Реакция $pp \rightarrow pp$

Для получения параметризации дифференциального сечения упругого $p-p$ рассеяния использовались экспериментальные данные, приведенные в работах /24-26/. Чтобы учесть симметрию углового распределения упругого $p-p$ рассеяния относительно угла 90° в с.ц.м. для значений $|t'| > t_0$, где

$$t_0 = [(s' - m_A^2 - l^2)^2 - 4m_A^2 l^2] / 2s',$$

вместо t' следует использовать значение $-2t_0 - t'$. В области $|t'| \leq t_0$ параметризация

$$\frac{d\sigma}{dt'}(pp \rightarrow pp) \left(\frac{\text{мб}}{(\text{ГэВ/с})^2} \right) = \begin{cases} \exp(a + bt' + ct'^2) & \text{при } |t'| \leq |t_c|, \\ \exp(\gamma) & \text{при } |t'| > |t_c|, \end{cases}$$

отражает дифракционный характер $p-p$ рассеяния в области малых $|t'|$ и примерно линейную зависимость величины $\ln(d\sigma/dt')$ от переменной $v = -t'u'/(t' + u')$ при больших $|t'|$. Здесь $t_c = -b/2c$, переменная γ вычисляется из соотношения

$$\gamma = \gamma_c - (v - v_c)(\gamma_c - \gamma_0) / (v_0 - v_c),$$

где $v_c = v(t_c)$, $v_0 = v(-t_0)$, $\gamma_c = a - b^2/4c$, $\gamma_0 = g + fv_0$, а коэффициенты a, b, c, g, f в интервале $5 \lesssim s' \lesssim 15$ (ГэВ/с)² можно найти из выражений

$$\begin{aligned} a &= 5,02 - 0,0393 s', \\ b &= (6,37 + 0,158 s')(\text{ГэВ/с})^{-2}, \\ c &= (2,99 - 0,05 s')(\text{ГэВ/с})^{-4}, \\ g &= 3,98 - 0,294 s', \\ f &= -2,436 (\text{ГэВ/с})^{-2}. \end{aligned}$$

Реакция $np \rightarrow pn$

Для параметризации дифференциального сечения реакции $n-p$ рассеяния назад использовались данные при 1,8 и 8 ГэВ/с /25/, что соответствует значениям s' , равным 5,57 и 14,18 (ГэВ/с)². Экспериментальные данные аппроксимировались выражениями

$$\frac{d\sigma}{dt'}(np \rightarrow pn) \left(\frac{\text{мб}}{(\text{ГэВ/с})^2} \right) = \begin{cases} \exp(a_1 + b_1 t' + c_1 t'^2) & \text{при } 0 \geq t' > t_0, \\ \exp(a_2 + b_2 t') & \text{при } t_0 \geq t', \end{cases}$$

где

$$t_0 = [-(b_1 - b_2) + \sqrt{(b_1 - b_2)^2 - 4c_1(a_1 - a_2)}] / 2c_1,$$

а зависимости коэффициентов a_1, b_1, c_1, a_2, b_2 от s' в интересующем нас интервале были приняты линейными:

$$\begin{aligned} a_1 &= 6,09 - 0,44 s', \\ b_1 &= (24,7 + 1,16 s')(\text{ГэВ/с})^{-2}, \\ c_1 &= (128 + 11,3 s')(\text{ГэВ/с})^{-4}, \\ a_2 &= 5,03 - 0,413 s', \\ b_2 &= (1,40 + 0,298 s')(\text{ГэВ/с})^{-2}. \end{aligned}$$

Реакция $Np \rightarrow p\Delta$

Данные о реакции $pp \rightarrow p\Delta^+$ в области малых /25/ и больших значений $|t'|$ /24/ параметризовались в виде

$$\frac{d\sigma}{dt'}(pp \rightarrow p\Delta^+) \left(\frac{\text{мб}}{(\text{ГэВ/с})^2} \right) = \begin{cases} \exp(a + bt') & \text{при } |t'| \leq t_0, \\ \exp(g - v/v_0) & \text{при } |t'| > t_0, \end{cases}$$

где v имеет прежний смысл,

$$t_c = S \left[\sqrt{(bv_0 - 1)^2 + 4v_0(a-g)/S} - (bv_0 - 1) \right] / 2,$$

$$S = s' - l^2 - m_A^2 - m_C^2 - m_\Delta^2.$$

$$a = 3,84 - 0,179 s',$$

$$b = (0,77 + 0,744 s') (\text{ГэВ/с})^{-2},$$

$$g = 4,79 - 0,497 s',$$

$$v_0 = (0,1054 + 0,02183 s') (\text{ГэВ/с})^2.$$

На основании рассмотрения, проведенного в рамках модели однопионного обмена с учетом изотопической инвариантности сильных взаимодействий, дифференциальное сечение реакции $n p \rightarrow p \Delta^0$ полагалось одинаковым с сечением реакции $pp \rightarrow p \Delta^+$.

Реакция $Np \rightarrow pN\pi$

Вклад протонов от процессов мезообразования, не связанных с рождением Δ -изобары, учитывался следующим образом. Экспериментальные данные о дифференциальных сечениях $f(M_X) = d^2\sigma/dt'dM_X^2$ для реакции $pp \rightarrow pX$ при 3, 4, 5, 6 и 7 ГэВ/с $/24$, описывающие нерезонансный фон в области $1,05 \leq M_X \leq 1,55$ ГэВ/с², разбивались на полосы шириной ΔM_X , отвечающие разным значениям M_X ; величины $d\sigma/dt'$ находились из соотношения $d\sigma/dt' = 2M_X f(M_X) \Delta M_X$ и аппроксимировались выражениями

$$d\sigma/dt' = \exp(a_0 + a_1 v).$$

Оказалось, что в охватываемом измерениями работы $/24/$ интервале s' (от 7,7 до 15,2 (ГэВ/с)²) найденные коэффициенты a_0 и a_1 хорошо воспроизводятся зависимостями

$$a_0 = a_{00} + a_{01} s' + a_{02} s'^2,$$

$$a_1 = a_{10} + a_{11} s' + a_{12} s'^2.$$

Коэффициенты a_{ik} для разных M_X приведены в следующей таблице:

$M_X, \text{ГэВ/с}^2$	1,1	1,2	1,3	1,4	1,5
a_{00}	10,45	9,14	9,21	9,48	10,22
$a_{01}, (\text{ГэВ/с})^{-2}$	-1,666	-1,330	-1,356	-1,343	-1,393
$a_{02}, (\text{ГэВ/с})^{-4}$	0,0533	0,0405	0,0444	0,0436	0,0442
a_{10}	-12,40	-12,86	-9,46	-7,61	-6,54
$a_{11}, (\text{ГэВ/с})^{-2}$	1,566	1,591	1,141	0,813	0,623
$a_{12}, (\text{ГэВ/с})^{-4}$	-0,0574	-0,0584	-0,0440	-0,0301	-0,0218

Приведенная параметризация представляет дифференциальные сечения реакций $pp \rightarrow p\pi\pi^+$ и $pp \rightarrow p\pi\pi^0$. Для дифференциальных сечений реакций $n p \rightarrow p\pi\pi^0$ и $n p \rightarrow p\pi\pi^-$ рассмотрение, основанное на модели однопионного обмена, дает коэффициент $3/11$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Satchler G.R. Direct Nuclear Reactions. Oxford University Press, New-York, 1983.
2. Блохинцев Д.И. ЖЭТФ, 1957, т. 33, с. 1295.
3. Ажгирей Л.С., Взоров И.К., Зрелов В.П., Мещеряков М.Г., Неганов Б.С., Шабудин А.Ф. ЖЭТФ, 1957, т. 33, с. 1185.
4. Burov V.V., Lukyanov V.K., Titov A.I. Phys.Lett. B, 1977, v.67, p. 46.
5. Schmidt I.A., Blankenbecler R. Phys.Rev. D, 1977, v.15, p. 3321.
6. Blankenbecler R. SLAC-PUB-2077, Stanford, California, 1978.
7. Chemtob M. Nucl.Phys., 1979, v. A314, p. 387.
8. Wong Ch.-Y., Blankenbecler R. Phys.Rev. C, 1980, v.22, p. 2433.
9. Frankfurt L.L., Strikman M.I. Phys.Reports, 1981, v. 76, p. 215.
10. Bertocchi L., Treleani D. Nuovo Cim., 1976, v. 36A, p.1.
11. Treleani D. Lett. Nuovo Cim., 1977, v. 20, p. 5.
12. Azhgirey L.S., Ignatenko M.A., Ivanov V.V., Kuznetsov A.S., Mescheryakov M.G., Razin S.V., Stoletov G.D., Vzоров I.K., Zhmyrov V.N. Nucl.Phys., 1978, v. A305, p. 404.
13. Nissen-Meyer S.A. Nucl.Phys., 1978, v. A306, p. 499.
14. Ableev V.G., Abdushukurov D.A., Avramenko S.A., Dimitrov Ch., Filipkowski A., Kobushkin A.P., Nikitin D.K., Nomofilov A.A., Piskunov N.M., Sharov V.I., Sitnik I.M., Stokovsky E.A., Strunov L.N., Vizireva L., Vorobiev G.G., Zaporozhets S.A. Nucl.Phys., 1983, v. A393, p. 491.
15. Anderson L., Brückner W., Moeller E., Nagamiya S., Nissen-Meyer S., Schroeder L., Shapiro G., Steiner H. Phys.Rev. C, 1983, v. 28, p. 1224.
16. Kühn J.H., Nissen-Meyer S.A. Nucl.Phys., 1978, v. A312, p. 409.
17. Papp J., Jaros J., Schroeder L., Staples J., Steiner H., Wagner A., Wiss J. Phys.Rev.Lett., 1975, v. 34, p. 601.
18. Ажгирей Л.С., Взоров И.К., Жмыров В.Н., Иванов В.В., Игнатенко М.А., Кожевников Ю.А., Кузнецов А.С., Мулас Э., Разин С.В., Столетов Г.Д. ОИЯИ, PI-86-728, Дубна, 1986.

19. Weinberg S. Phys.Rev., 1966, v. 150, p. 1313.
20. Карманов В.А. ЖЭТФ, 1976, т. 71, с. 399.
21. Karmanov V.A. Nucl.Phys., 1981, v. A362, p. 331.
22. Lacombe M., Loiseau B., Vinh Mau R., Cote J., Pires P., de Tourreil R. Phys.Lett., 1981, v. 101B, p. 139.
23. Alberi G., Roza L.P., Thome Z.D. Phys.Rev.Lett., 1975, v. 34, p. 503.
24. Ankenbrandt C.M., Clark A.R., Cork B., Elioff T., Kerth L.T., Wenzel W.A. Phys.Rev., 1968, v. 170, p. 1223.
25. Benary O., Price L.R., Alexander G. Lawrence Berkeley Laboratory Report UCRL-20000, 1970.
26. Fox G.C., Quigg C. LBL Report UCRL-20001, Berkeley, 1970.

Рукопись поступила в издательский отдел
6 ноября 1986 года.

Ажгирей Л.С., Разин С.В., Юдин Н.П.

P1-86-729

Описание реакции ${}^1\text{H}(d,p)\text{X}$ при релятивистских энергиях дейтронов в модели жестких соударений

В рамках релятивистской модели жестких нуклон-нуклонных соударений выполнен анализ импульсного спектра протонов, образующихся под углом $0,139$ рад в результате фрагментации дейтронов с импульсом 9 ГэВ/с на ядрах водорода. Учтены вклады как упругих, так и неупругих процессов взаимодействия нуклонов дейтрона с протонами мишени. Показано, что в целом релятивистская модель жестких соударений хорошо воспроизводит основные особенности спектра протонов. Лучшее согласие с экспериментом достигается со структурной функцией дейтрона, аргументы которой, описывающие продольное и поперечное движения нуклонов, являются независимыми переменными.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Azhgiray L.S., Razin S.V., Judin N.P.

P1-86-729

Description of the ${}^1\text{H}(d,p)\text{X}$ Reaction at Relativistic Energies with the Hard-Scattering Model

The momentum spectrum of protons emitted at an angle of 0.139 rad in the fragmentation of 9 GeV/c deuterons on protons is analysed in the framework of the relativistic hard-scattering model. Both the elastic and inelastic interactions of deuteron nucleons with target protons are taken into account. On the whole the relativistic hard-scattering model well describes the general features of proton spectrum. The better agreement with the experiment is obtained by using the deuteron structure function with arguments independently describing longitudinal and transversal motions of nucleons in deuterons.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, 1986