

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P2-86-629

М.А.Игнатенко, Г.И.Лыкасов

О МЕХАНИЗМЕ ФРАГМЕНТАЦИИ
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ДЕЙТРОНОВ НА ЯДРАХ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1986

В последнее время активно обсуждается возможность получения достоверной информации о поведении волновой функции дейтрона на малых расстояниях. Интерес к этой проблеме инициирован публикацией новых экспериментальных результатов по электрорасщеплению дейтронов в области больших переданных импульсов и энергий относительного движения протон-нейтронной пары^{1,2/}, а также по фрагментации релятивистских дейтронов в протоны на ядрах^{3,4/}. В работах^{1,3/} в рамках определенных приближений сделаны попытки извлечь информацию о поведении волновой функции дейтрона непосредственно из измеренных дифференциальных сечений в области внутридейтронных импульсов вплоть до 750 МэВ/с. Проведенный в этих же работах анализ показал расхождение полученных результатов с известными волновыми функциями^{5,6/}, начиная приблизительно с 250 МэВ/с. На основании этого в^{7,8/} были предложены гибридные модели дейтрона, которые включают в себя примесь шестикварковой компоненты к s -волне волновой функции на уровне нескольких процентов, в результате чего удается устранить обнаруженное расхождение.

Однако остается открытым вопрос - можно ли в рамках старых представлений о структуре дейтронов описать имеющиеся экспериментальные данные, не привлекая дополнительных модельных построений.

Прежде всего, следует отметить, что для процесса электрорасщепления дейтронов в той кинематической области, где были получены новые экспериментальные результаты, не были учтены вклады таких механизмов, как обменные мезонные токи^{9/}, возбуждение Δ -изобары^{10/}, взаимодействие в конечном состоянии^{11/}, а также релятивистские эффекты^{12/}. Как указывают результаты работ^{11,12/}, учет этих механизмов должен устранить расхождение между экспериментальными данными и расчетами с известными волновыми функциями.

При описании импульсных спектров протонов, образующихся в процессе фрагментации релятивистских дейтронов на ядрах, следует также учитывать все возможные механизмы, которые могут давать заметный вклад в дифференциальное сечение и исказить информацию о волновой

функции, извлекаемую прямым образом^{/3/}. Прежде всего, в процессе взаимодействия нуклона дейтрона с мишенью возможно рождение промежуточного мезона, который затем может поглотиться или перерассеяться нуклоном-спектатором. В результате нуклон-спектатор приобретает дополнительный импульс. Диаграммы, соответствующие этим процессам, изображены на рис.1. На важную роль механизма с поглощением промежуточного π -мезона в процессе фрагментации дейтронов на p - n -пару указано в^{/13/}. Авторам удалось объяснить наблюдающееся "плечо" в спектрах протонов, вылетающих в заднюю полусферу, а области импульсов $200 \leq p \leq 400$ МэВ/с. Позже посредством учета этого механизма удалось описать экспериментальные данные по реакции $d(p,pp)n$, полученные при облучении протонами с энергией 1 ГэВ жидкодейтериевой камеры^{/14/}.

Роль процесса, представленного диаграммой на рис.1б, при фрагментации дейтронов на ядрах впервые проанализирована в^{/15/}. Авторы обратили внимание на то, что, поскольку рассеяние π -мезонов с энергией, близкой к 300 МэВ, идет преимущественно через образование Δ -изобары, вклад этого механизма в инклюзивный спектр может быть значительным^{/16,17/}. Важная роль обсуждаемых механизмов (рис.1) продемонстрирована также в^{/10/} для процесса фотодезинтеграции дейтронов.

Исследование фрагментации релятивистских дейтронов на ядрах начнем с рассмотрения реакции $d p \rightarrow p x$. Такого типа реакции удобно анализировать в системе покоя фрагментирующего дейтрона. В общем случае вклад в инклюзивный спектр протонов дают несколько процессов. Основной вклад в интегральный выход протонов вносят процессы, изображенные на рис.2.

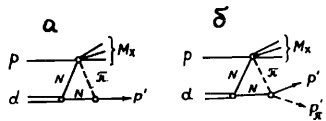


Рис.1

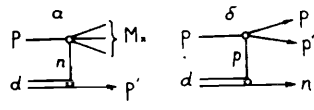


Рис.2

Диаграмма на рис.2а соответствует так называемому спектаторному механизму. Ее вклад в инклюзивный спектр можно записать в следующем виде^{/13/}:

$$E' \frac{d\sigma}{d^3p'} = c(p') m \sigma^{\text{tot}} |\Phi_0(p')|^2, \quad (1)$$

где $c(p')$ - отношение потоков в p - N и p - d столкновениях^{/3/}, σ^{tot} - полное сечение протон-нейтронного взаимодействия, m - масса нуклона, $\Phi_0(p')$ - нерелятивистская волновая функция дейтрона. Заметим, что использование нерелятивистской волновой функции справедливо в области небольших импульсов протонов-спектаторов. Диаграмма на рис.2б соот-

ветствует процессу упругого рассеяния налетающего протона на протоне дейтрона. В том случае, если в вершине взаимодействия происходит неупругий процесс, регистрируемые протоны попадают в другую часть импульсного спектра, которая не рассматривается в этой работе. Как показали расчеты и как указывалось в^{/13/}, вклад диаграммы рис.2б в обсуждаемый спектр не превосходит 10%. Окончательное выражение для расчета вклада диаграммы рис.2б приведено в Приложении. Поскольку мы рассматриваем фрагментацию релятивистских дейтронов или интересуемся кинематической областью, соответствующей вылету протонов с большими импульсами в системе покоя дейтронов, то необходимо учитывать релятивистский характер движения нуклонов внутри фрагментирующего ядра. Мы воспользовались способом учета релятивистских эффектов, предложенным в^{/7/}. Вместо нерелятивистской волновой функции Φ_0 в вычислениях использовалась функция Φ_r , имеющая тот же вид, что и Φ_0 , но зависящая от релятивистски-инвариантной переменной, построенной из квадрата поперечного импульса нуклона в дейтроне и переменной α , имеющей смысл доли продольного импульса дейтрона, уносимой нуклоном в системе бесконечного импульса.

Как уже отмечалось, процессы, связанные с рождением промежуточных мезонов, хотя и не вносят определяющего вклада в интегральный выход протонов под заданным углом наблюдения, все же играют заметную роль в определенной области импульсного спектра в процессах $d p \rightarrow p p n$ ^{/13/} и $\gamma d \rightarrow p p \pi^-$ ^{/10/}. Можно было ожидать, что вклад их в инклюзивный спектр протонов также значителен в той же области импульсов.

Рассмотрим процесс, изображенный диаграммой на рис.1а. Спектр протонов, обусловленный этим механизмом в некотором приближении, которое подробно обсуждается в^{/13/}, можно представить в виде

$$E' \frac{d\sigma}{d^3p'} = E \pi \frac{d\sigma_{NN \rightarrow \pi X}}{d^3p} |\varphi(p', k_0)|^2, \quad (2)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$\varphi(p', k_0) = \frac{g^2 m}{(8p')^3} |F_\pi(q)|^2 (p' - k_0 - \frac{E' - E(k_0)}{4m} (p' + k_0))^2$,
 F_π - фактор π -мезона^{/13/}; $F = \int_0^\infty e^{i\alpha x} \Phi_0(x) dx$;
 $\alpha = (E' - E_\pi(p') - m \frac{E_\pi(p')}{p'})$; $q = p' - k_0$; k_0 - средний импульс нуклона в дейтроне, m - масса нуклона, $g^2/4\pi = 14,7$,
 $E_\pi \frac{d\sigma_{NN \rightarrow \pi X}}{d^3p}$ - инвариантное сечение рождения π -мезона в протон-нуклонном столкновении. В области кинетической энергии налетающих протонов $T_p \approx 1$ ГэВ процесс $pN \rightarrow NN\pi$ (в верхней вершине диаграммы рис.1а) в основном идет посредством образования Δ -изобары в промежуточном состоянии, поэтому, как показано в^{/13,14/}, вклад таких диаграмм довольно значителен и именно он определяет форму спектра протонов, испущенных назад с импульсами ≥ 200 (МэВ/с) в процессе

фрагментации дейтронов на $p\pi$ -пару. В случае инклюзивной реакции вклад диаграммы рис.1а, как следует из (2), определяется инклюзивным спектром рождающихся промежуточных π -мезонов, который в интересующей нас области энергий слабо зависит от начального импульса протона. Поэтому вклад диаграммы рис.1а также будет слабо зависеть от импульса налетающих протонов.

Следует заметить, что вклад диаграммы рис.1а частично включает вклад от диаграммы рис.2^{18,19}. Однако, как было показано в^{18,19} для процесса упругого p -а рассеяния назад, этот вклад составляет не более 10%. Кроме того, процессы типа рис.2 доминируют в области $p' < 200$ (МаВ/с), в то время как процессы типа рис.1а доминируют в области $200 \lesssim p' \lesssim 400$ МаВ/с. Поэтому величина так называемого двойного счета при сложении вкладов диаграмм рис.1а и рис.2а невелика.

Механизм с перерассеянием промежуточного π -мезона на нуклоне-спектраторе, изображенный на рис.1б, подробно исследовался в¹⁵⁻¹⁷ для процесса фрагментации дейтронов на ядрах и в¹⁰ для процесса фотодезинтеграции дейтронов. Если пренебречь немассовостью промежуточного π -мезона, как это сделано в¹⁵⁻¹⁷, и считать, что процессы $pN \rightarrow \pi X$ и $\pi N \rightarrow \pi N$ идут на "замороженных" нуклонах, то, используя формализм, развитый, например, в²⁰, нетрудно получить выражение для вклада этого механизма в инклюзивный спектр:

$$E' \frac{d\sigma}{d^3p'} = \frac{\langle r^{-2} \rangle}{4\pi} \int \xi(q) \cdot \frac{d\sigma_{NN \rightarrow \pi X}}{d^3q} \cdot \frac{d\sigma_{\pi N}}{d\Omega_{\pi}} \cdot \frac{q \xi(q)}{E_{\pi} E_{\pi}} \cdot d\Omega_q \quad (3)$$

где $\langle r^{-2} \rangle$ - среднее значение обратного квадрата расстояния между нуклонами в дейтроне, q и $\xi(q)$ - трехимпульс и энергия промежуточного π -мезона, p_{π} и E_{π} - трехимпульс и энергия конечного мезона, $\frac{d\sigma_{\pi N}}{d\Omega_{\pi}}$ - сечение упругого рассеяния пиона на нуклоне, Ω_q - угол вылета промежуточного мезона. Заметим, что (3) применимо, когда взаимодействие нуклонов в дейтроне происходит на больших расстояниях; большой импульс регистрируемый протон приобретает в результате перерассеяния на нем π -мезона.

Следует отметить, что диаграммы рис.1 могут включать в себя и обмен другими мезонами. Однако из-за относительно малого сечения рождения более тяжелых мезонов в рассматриваемой области энергий²¹ вкладом таких процессов пренебрегаем.

Окончательное выражение для расчета инвариантного спектра протонов, вылетающих назад в системе покоя дейтронов в процессе фрагментации их на водороде, представлялось в виде суммы вкладов от проанализированных выше диаграмм. При этом вклады диаграмм рис.2а и 2б складывались когерентно (то есть учитывалась интерференция между ними), а вклады диаграмм рис.1а и 1б - некогерентно, так как неизвестен способ корректного вычисления интерференции их между собой и с диа-

граммами рис.2. При вычислении вклада интерференции диаграмм рис.2 предполагалось, что в вершине взаимодействия на рис.2а происходит упругое нуклон-нуклонное рассеяние. Выражение для интерференционного члена приведено в Приложении.

Для получения инвариантного сечения рождения протонов в процессе фрагментации дейтронов на ядрах необходимо учесть глауберовскую экранировку нуклонов в ядре-мишени. Следуя работам^{16,17} и пренебрегая другими ядерными эффектами, инвариантное сечение можно записать в следующем виде:

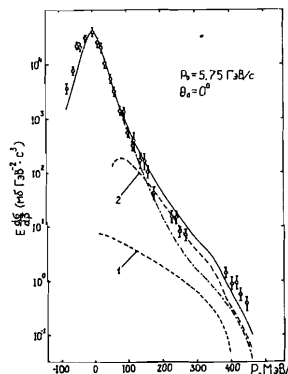
$$E' \frac{d\sigma}{d^3p'} \approx \frac{1}{2} E' \left(\frac{d\sigma_{dP}}{d^3p'} + \frac{d\sigma_{dn}}{d^3p'} \right) A^{2/3} \quad (4)$$

где $E' \frac{d\sigma_{dP}}{d^3p'}$ и $E' \frac{d\sigma_{dn}}{d^3p'}$ - инклюзивные инвариантные спектры протонов, образующихся в дейтрон-протонных и дейтрон-нейтронных взаимодействиях, A - атомный номер ядра-мишени.

Использованные в расчетах параметризации инклюзивных спектров π -мезонов в реакции $NN \rightarrow \pi X$ и дифференциальных сечений π -N рассеяния приведены в Приложении.

Результаты расчета спектра протонов от фрагментации дейтронов с импульсом 5,75 ГэВ/с на водороде под 0° , умноженные на коэффициент 0,625, представлены на рис.3.

Рис.3



Инклюзивный инвариантный спектр протонов в реакции фрагментации $d\pi \rightarrow pX$. Кривые: 1 - вклад диаграмм рис.1б с перерассеянием π -мезона; 2 - вклад диаграмм рис.1а с поглощением π -мезона; штрихпунктирная кривая - вклад диаграмм рис.2, сплошная - суммарный расчетный спектр; \oint - экспериментальные данные⁴ при $P_0 = 5,75$ (ГэВ/с), $\theta_p = 0^\circ$.

Там же приведены экспериментальные данные, полученные в Беркли⁴. Расхождение в абсолютной нормировке следует, по-видимому, отнести к возможным систематическим экспериментальным ошибкам. Сравнивая форму расчетного и экспериментального спектров, можно заключить, что основной вклад в инвариантное сечение в области импульсов $p' > 200$ МаВ/с вносят процессы, связанные с рождением промежуточных мезонов. Причем вклад процесса с поглощением мезона больше вклада процесса с его перерассеянием.

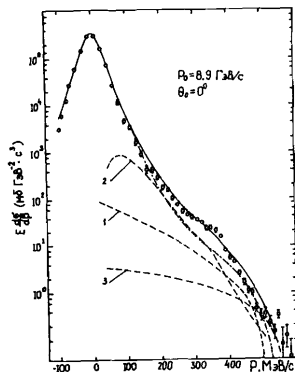


Рис.4

Импульсный спектр протонов в реакции $d^{12}\text{C} \rightarrow pX$.
Кривые: 1,2, штрихпунктирная и сплошная — то же самое, что и на рис.3; 3—вклад $6q$ -компоненты волновой функции дейтрона, $w_{6q} = 1.4\%$; ϕ — экспериментальные данные^{/3/} при $p_0 = 8.9$ ГэВ/с; $\theta_p = 0^\circ$.

На рис.4 представлены результаты расчета вкладов рассмотренных выше процессов и суммарного импульсного спектра протонов от фрагментации дейтронов с импульсом 8,9 ГэВ/с на ядрах углерода под 0° , а также экспериментальные данные^{/3/}. Видно, что учет механизмов, связанных с промежуточными π -мезонами, устраняет расхождение между экспериментальными данными и расчетами с учетом вкладов только диаграмм рис.2.

Вклад диаграммы рис.1б с перерассеянием π -мезона в импульсный спектр протонов оказался меньше соответствующего вклада, рассчитанного в^{/16,17/}. Это расхождение объясняется, по-видимому, следующим. В расчетах, проведенных в работах^{/16,17/}, использовались кинематика, параметризация инклюзивных спектров π -мезонов в $N-N$ -столкновениях и изотопические соотношения в приближении, справедливом при энергиях, больших 10 ГэВ.

В заключение рассмотрим возможный вклад примеси шестикварковой компоненты ($6q$) к волновой функции дейтрона в обсуждаемые спектры. Это можно сделать, используя, например, результаты работ^{/22,23/}. По аналогии со спектаторным механизмом вклад $6q$ -состояния в инвариантное сечение можно представить в следующем виде:

$$E \frac{d\sigma}{d^3p'} = w_{6q} G(x) \sigma^{\text{tot}} \quad (5)$$

где w_{6q} — вероятность $6q$ -состояния в дейтроне, $G(x)$ — плотность вероятности иметь бесцветному $3q$ -кластеру в $6q$ -состоянии долю x импульса дейтрона^{/23/}. В качестве функции $G(x)$ в расчетах использовалась функция, построенная таким образом, чтобы удовлетворительно описывать данные по ЕМС-эффекту^{/24/}, по кумулятивному рождению частиц, а также по образованию адронов с большими поперечными импульсами на ядрах^{/25/}. Величина w_{6q} принималась равной 1,4%. На рис.4 и 5 приведены вклады от $6q$ -компоненты волновой функции дейтрона. Видно, что

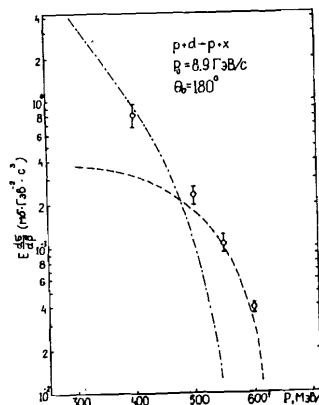


Рис.5

Вклады спектаторного механизма рис.2 (штрихпунктирная кривая) и $6q$ — компоненты в Φ_r (штриховая кривая) в инклюзивный инвариантный спектр процесса $p d \rightarrow p X$ ^{/26/}, ϕ — экспериментальные данные^{/26/} при $p_0 = 8,9$ (ГэВ/с), $\theta_p = 180^\circ$.

возможный вклад $6q$ -конфигурации может проявиться только при больших импульсах регистрируемых протонов вблизи кинематической границы. Особенно отчетливо это видно из рис.5, где сравнение производится с экспериментальными данными, полученными при бомбардировке дейтронов протонами с импульсом $p_0 = 8,9$ ГэВ/с^{/26/}, и где кинематический предел испускания протонов больше, чем при $p_0 = 4,45$ ГэВ/с.

В результате проведенного анализа можно сделать следующие выводы. Спектаторный механизм (рис.2) не описывает весь импульсный спектр протонов, образующихся в процессе фрагментации релятивистских дейтронов на ядрах. Необходимо учитывать процессы, связанные с рождением промежуточных π -мезонов (диаграммы на рис.1), которые дают доминирующий вклад в спектр в области импульсов $200 \leq p' \leq 400$ МэВ/с. Совместный учет как спектаторного механизма, так и процессов с промежуточными мезонами позволяет удовлетворительно описать весь импульсный спектр протонов как в $d-p$, так и в $d^{12}\text{C}$ взаимодействиях в области энергий дейтронов несколько ГэВ на нуклон. Процессы только с перерассеянием промежуточных пионов (рис.1б) не могут полностью устранить расхождение между экспериментальными результатами и расчетом по спектаторному механизму. Необходимо учитывать также процессы с поглощением π -мезонов (рис.1а), объясняющие появление "плеча" в спектрах протонов из реакции $p d \rightarrow p p n$ ^{/13/}, которая вносит значительный вклад в инклюзивное сечение реакции $p d \rightarrow p X$. Примесь шестикваркового состояния в дейтроне может проявиться только в самом конце импульсного спектра от реакции $d a \rightarrow p X$, где вклады других механизмов становятся несущественными.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность Л.С.Ажгирею, А.В.Ефремову, Л.А.Кондратьюку, Ю.П.Узикову за обсуждения и полезные советы, а также Л.Н.Струнову, В.И.Шарову, А.П.Кобушкину, И.Ситнику и Е.Страковскому за плодотворные дискуссии.

Приложение

Приведем конечные выражения для вкладов диаграммы рис.2б и интерференции диаграмм рис.2а и 2б. Вклад диаграммы рис.2б дается выражением:

$$E_1 \frac{d\sigma}{d^3p_1} = \frac{1}{4\pi p_0} \left| \Phi(p_2) \right|^2 \frac{d\sigma^{el}(s_1, t_1)}{dt_1} \frac{s_2^2 p_2}{E_1} d\Omega_1,$$

вклад интерференции:

$$E_1 \frac{d\sigma}{d^3p_1} = \Phi_0(p_1) \frac{d\sigma^{el}(0^0)}{dt} \frac{1}{2\pi p_0} \int \Phi_0(p_2) (\lambda^2 + 1)^{\ell} e^{bt/2} dt,$$

где введены следующие обозначения: $\frac{d\sigma^{el}}{dt} = |f(t)|^2$ - дифферен-

циальное сечение упругого нуклон-нуклонного рассеяния,

$$f(t) = \frac{\sigma_{NN}^{tot}}{4\pi} (i + \alpha) e^{bt/2}, \quad p_0 - \text{импульс налетающего протона,}$$

σ_{NN}^{tot} - полное сечение нуклон-нуклонного взаимодействия, $\alpha = \text{Re}f(0)/\text{Im}f(0)$, Φ_0 - нерелятивистская волновая функция дейтрона, s_1 и t_1 - квадраты полной энергии и переданного четырехимпульса в вершине упругого рассеяния, s_2 и t_2 - квадраты полной энергии и переданного четырехимпульса в вершине взаимодействия на диаграмме рис.2а, E_1 и Ω_1 - энергия и угол вылета нерегистрируемого протона из вершины взаимодействия диаграммы рис.2а, E_2, p_2 и Ω_2 - энергия, трехимпульс и угол вылета нуклона-спектатора на диаграмме рис.2б. Использовались следующие значения параметров:

p_0 (ГэВ/с)	σ_{NN}^{tot} (мб)	b (ГэВ/с) ⁻²	α
2,87	43,5	5,7	-0,35
4,45	42,0	5,7	-0,43
8,9	42,0	6,3	-0,43.

При расчетах вкладов (2) и (3) инвариантное сечение инклюзивного рождения π -мезонов параметризовалось в виде

$$E_{\pi} \frac{d\sigma}{d^3p_{\pi}} = C a_1 \exp(-a_2 p_{\pi}) \left(1 + a_3 \frac{p_{\pi}}{3p_{\pi}}\right),$$

где константы a_1, a_2, a_3 находились из аппроксимации экспериментальных данных по реакции $pp \rightarrow \pi^+x$, полученных при начальном импульсе 8,9 ГэВ/с¹²⁷ ($a_1 = 250 \text{ мб} \cdot \text{ГэВ}^{-2} \cdot \text{с}^3$, $a_2 = 21,2 (\text{ГэВ/с})^{-1}$, $a_3 = 7,5$), p_{π}^{\perp} и p_{π} - поперечная составляющая импульса и импульс рождающегося пиона. Константа C учитывает изотопические соотношения между выходами π -мезонов в различных зарядовых состояниях в нуклон-

нуклонных столкновениях и выходом π^+ -мезонов в реакции $pp \rightarrow \pi^+x$. Эти константы рассчитывались в модели однопионного обмена в предположении, что в процессе рождения пионов доминирует амплитуда с величиной изоспина 3/2.

Дифференциальное сечение пион-нуклонного рассеяния параметризовалось в виде

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = C \frac{d\sigma^+}{d\Omega}$$

где $d\sigma^+/d\Omega$ - сечение упругого π^+ -рассеяния, C - константы, учитывающие изотопические соотношения между различными каналами взаимодействия пионов с нуклонами и сечением упругого π^+ -рассеяния. Основной вклад в сечение (3) вносят промежуточные π -мезоны с импульсом до $\sim 400 \text{ МэВ/с}$. В этой области импульсов упругое рассеяние и процессы перезарядки происходят преимущественно посредством образования

Δ -изобары. Причем вклад амплитуд со значением изотопического спина пион-нуклонной системы 1/2 в этой области мал. Поэтому константы C рассчитывались в предположении доминирования амплитуд со значением изоспина 3/2, а сечение упругого π^+ -рассеяния параметризовалось в виде

$$\frac{d\sigma^+}{d\Omega} = A \exp\left[-\frac{(E-E_0)^2}{2\sigma^2}\right] (1+3\cos^2\theta),$$

где $A = 7,76 \text{ мб/ср}$, E - энергия, соответствующая максимуму рождения Δ -изобары в энергетической зависимости полного сечения пион-нуклонного взаимодействия, E_0 - энергия пиона, $\sigma^2 = 1,235 \cdot 10^{-3} \text{ ГэВ}^2$ - параметр, характеризующий ширину резонансного пика, θ - угол рассеяния в системе центра масс.

Литература

1. Bosted P. et al. Phys.Rev.Lett. 1982, v.49, p.1380.
2. Turck-Chieze S. et al. Phys. Lett. 1984, v.142B, p.145.
3. Ableev V.G. et al. Nucl. Phys. 1983, v.A393, p.491.
4. Anderson L. et al. LBL 14-330, Berkeley, 1982.
5. Lacombe M. et al. Phys. Lett. 1981, v.101B, p.139.
6. Alberi G., Rosa L.P., Thome Z.D. Phys. Rev. Lett. 1975, v.34, p.503C.
7. Kobushkin A.P., Vizireva L. ITP-81-108E, Kiev, 1981.
8. Deloff A. Z.Phys. 1984, v.A316, p.49.
9. Arenhövel H. et al. Nucl.Phys. 1982, v.A384, p.287.
10. Laget J.M. Phys. Rep. 1981, v.69, p.1.
11. Ciefi degli Atti C., Salme G. INFN-ISS 85/2, Rome, 1985.
12. Карманов В.А. ЯФ, 1984, т.40, с.699.

13. Амелин Н.Л., Лыкасов Г.И. ЯФ, 1978, т.28, с.1258.
 14. Андреев В.П. ЛИЯФ, № 1118, Гатчина, 1985.
 15. Браун М.А., Вечернин В.В. ЯФ, 1978, т.28, с.1466.
 16. Браун М.А., Вечернин В.В. ЯФ, 1984, т.40, с.1588.
 17. Браун М.А., Вечернин В.В. ЯФ, 1986, т.43, с.1579.
 18. Bary George W. Ann. of Phys. 1972, v.73, p.482.
 19. Green A.M. Reports on Progress in Physics, 1976, v.39, No12, p.1111.
 20. Тарасов А.В., Церен И. ОИЯИ, P2-5343; P2-5286, Дубна, 1970.
 21. Karimäki V. et al. Preprint Nu-P-174, Helsinki, 1979.
 22. Лукьянов В.К., Титов А.И. ЭЧАЯ, 1979, т.10, № 4, с.815.
 23. Ефремов А.В. ЭЧАЯ, 1982, т.13, № 3, с.613.
 24. Efremov A.V., Bondarchenko E.A. JINR, E2-84-124, Dubna, 1984.
 25. Efremov A.V., Kim V.T., Lykasov G.I. JINR, E2-85-537, Dubna, 1985.
 26. Ставинский В.С. ЭЧАЯ, 1979, т.10, № 5, с.949.
 27. Балдин А.М. и др. ОИЯИ, P1-82-28, Дубна, 1982.

Рукопись поступила в издательский отдел
 18 сентября 1988 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги,
 если они не были заказаны ранее.

- | | | |
|---------------|--|-------------|
| D2-82-568 | Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982. | 1 р. 75 к. |
| D9-82-664 | Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982. | 3 р. 30 к. |
| D3,4-82-704 | Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982. | 5 р. 00 к. |
| D11-83-511 | Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982. | 2 р. 50 к. |
| D7-83-644 | Труды Международной школы-семинара по физике глжолых ионов. Алушта, 1983. | 6 р. 55 к. |
| D2,13-83-689 | Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983. | 2 р. 00 к. |
| D13-84-63 | Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983. | 4 р. 50 к. |
| D2-84-366 | Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984. | 4 р. 30 к. |
| D1,2-84-599 | Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984. | 5 р. 50 к. |
| D17-84-850 | Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/ | 7 р. 75 к. |
| D10,11-84-818 | Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983 | 3 р. 50 к. |
| | Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/ | 13 р. 50 к. |
| D4-85-851 | Труды Международной школы по структуре ядра, Алушта, 1985. | 3 р. 75 к. |
| D11-85-791 | Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985. | 4 р. |
| D13-85-793 | Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна 1985. | 4 р. 80 к. |

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
 Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Игнатенко М.А., Лыкасов Г.И.

P2-86-629

О механизме фрагментации релятивистских дейтронов на ядрах

Исследуются вклады различных механизмов фрагментации релятивистских дейтронов в протоны на ядрах. Показано, что для описания всего импульсного спектра протонов наряду с процессом стриппинга, дающим основной вклад, необходимо учитывать процессы с рождением промежуточных π -мезонов с последующим поглощением или перерассеиванием их нуклоном-спектатором, которые доминируют в определенной кинематической области. Возможный вклад примеси шестикваркового состояния к волновой функции дейтрона может проявиться только в высокоимпульсной части спектра протонов, где вклады других механизмов становятся несущественными.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой

Ignatenko M.A., Lykasov G.I.

P2-86-629

About Mechanism of Relativistic Deuteron Fragmentation on Nuclei

Contributions of different mechanisms of relativistic deuteron fragmentation into protons are investigated. It is shown that for the total momentum spectrum description at the same time with stripping that gives the main contribution one should take into account the intermediate π -meson production processes followed by absorption or pion rescattering by spectator-nucleon which dominate in a definite kinematic region. A possible contribution of the six quark state into the deuteron wave function can manifest itself only at a high momentum part of the proton spectrum, where other mechanism contributions are negligible.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986