

P2-2001-104

А.Ю.Илларионов¹, А.Г.Литвиненко², Г.И.Лыкасов³

**ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ТЕНЗОРНЫХ
АНАЛИЗИРУЮЩИХ СПОСОБНОСТЕЙ В РЕАКЦИИ
ФРАГМЕНТАЦИИ ДЕЙТРОНОВ В ПИОНЫ***

Направлено в журнал «Ядерная физика»

*Работа выполнена при поддержке РФФИ, гранты № 99-02-16528,
№ 99-02-17463, № 99-02-17727

¹E-mail: illar@thsun1.jinr.ru

²E-mail: litvin@moonhe.jinr.ru

³E-mail: lykasov@nusun.jinr.tu

1. ВВЕДЕНИЕ

Структура атомных ядер на малых ($r < 1$ фм) межнуклонных расстояниях, что соответствует большим внутренним импульсам (k (ГэВ/с) $\approx 0.2/r$ (фм)), привлекает к себе внимание теоретиков и экспериментаторов уже более двадцати лет. Теоретическое описание состояний нуклонов на расстояниях, сравнимых с их "размерами", затруднено из-за отсутствия к настоящему времени единой теории сильных взаимодействий. В рамках КХД, претендующей на роль теории сильных взаимодействий, проблема адронизации кварков к настоящему времени не решена. Пертурбативная КХД описывает лишь Q^2 -эволюцию распределений кварков в адронах и функций их фрагментации в адроны, оставляя в стороне вопрос об их форме при малых Q^2 , при которых уравнения эволюции не применимы. В принципе, существуют непертурбативные модели КХД, позволяющие исследовать распределения кварков в адронах при малых и средних Q^2 . В то же время теоретическое изучение ядерной структуры на малых расстояниях связано с рядом трудностей. В частности, из-за неточности нуклонов не ясен не только вопрос о том, как в этом случае описывать взаимодействие между нуклонами, но и насколько адекватно использование нуклонов в качестве квазичастиц. Естественно ожидать в этом случае проявлений ненуклонных степеней свободы [1], аналогично тому, как перестраиваются внешние оболочки атома при образовании молекул или твердого тела.

С экспериментальной точки зрения трудности в изучении структуры ядер для малых расстояний связаны с малой вероятностью таких конфигураций и, как следствие, с малыми величинами сечений соответствующих процессов. Малые сечения являются одной из причин, по которой к настоящему времени фактически отсутствует информация о высокоимпульсной компоненте в ядрах, полученная из традиционной (и наиболее удобной для теоретической интерпретации) для изучения структуры частиц реакции глубокоэластического рассеяния. Для этой реакции ненулевым внутренним импульсам отвечают значения переменной Бьеркена $x_b > 1$. Имеющиеся к настоящему времени экспериментальные данные являются противоречивыми (почти вдвое отличаются наклоны спектров в работах [2] и [3]), и они получены только для области $x_b < 1.2$, что отвечает внутренним импульсам $k \approx 0.2$ ГэВ/с. Соответствующий внутренний импульс (относительный импульс пары нуклонов) можно оценить по формуле $k = m(x_b - 1)$, где m – масса нуклона.

Как известно, сечения процессов с адронным пробником по величине больше, чем аналогичные сечения с лептонным пробником. Было обнаружено, что импульсное распределение нуклонов в дейтроне, выделяемое из протон-дейтронных реакций и электрон-дейтронного (eD) неупругого рассеяния, совпадают друг с другом [4]. Поэтому можно предположить, что как адронные, так и лептонные пробники дают одинаковую информацию о структуре дейтрона. Следовательно, реализация экспе-

риментальных программ на различных установках может дать достаточно полную информацию о внутренней структуре дейтрона. Однако теоретический анализ этих реакций затруднен из-за сложного механизма взаимодействия. Примером таких реакций, для которых имеется богатый экспериментальный материал, являются реакции фрагментации ядра в адроны в кинематической области, запрещенной для свободного нуклон-нуклонного рассеяния [1, 5], так называемые кумулятивные процессы.

При этом дейтрон представляет особый интерес. Во-первых, это наиболее изученное ядро как с экспериментальной, так и с теоретической точки зрения. Во-вторых, для дейтрона как для простейшего ядра легче разобраться с механизмами реакции. Наиболее исследованной реакцией с адронным пробником, использовавшейся для изучения кора дейтрона, является реакция фрагментации дейтрона в кумулятивные протоны (часто называемая реакцией развала дейтрона) $Dp \rightarrow pX$. Для выделения ненулевых значений внутренних импульсов в этой реакции протон должен регистрироваться с импульсом, обеспечивающим выполнение следующего неравенства для переменной светового фронта, $2 \geq x = 2(E' + p') / (E_D + p_D) > 1$, где E' , E_D и p' , p_D — соответственно энергии и импульсы конечного протона и начального дейтрона. Интерес к этой реакции был обусловлен, во-первых, большей величиной сечения для указанных выше внутренних импульсов и, во-вторых, относительно простой идентификацией протонов в эксперименте. В рамках импульсного приближения инклюзивный спектр протонов-спектаторов в реакции стриппинга дейтрона $Dp \rightarrow pX$ пропорционален квадрату волновой функции дейтрона (ВФД), зависящей от импульса спектатора. Как показано в [6], импульсное приближение вполне применимо к анализу этой реакции при больших x , $x > 1.7$, или больших импульсах спектатора $p' > 0.4$ ГэВ/с. Поэтому из экспериментальных данных о фрагментации дейтронов в протоны можно непосредственно извлечь информацию о высокоимпульсном распределении нуклонов в дейтроне. Было показано [6], что так называемая парижская ВФД удовлетворительно описывает спектр протонов в реакции развала дейтронов в зависимости от релятивистски-инвариантного квадрата внутреннего импульса [5]:

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

где p_{\perp} — поперечный импульс протона-спектатора. Такая связь между импульсом протона и внутренним импульсом возникает в так называемой схеме минимальной релятивизации (см. [5, 6]).

Однако при теоретическом анализе поляризационных характеристик возникают трудности. Так, например, измеренная на эксперименте тензорная анализирующая способность T_{20} в реакции $Dp \rightarrow pX$ описывается в рамках спектаторного механизма только при $k < 0.25$ ГэВ/с. Более того, была показана невозможность одновременного описания данных по T_{20} и передаче поляризации κ спектаторным механизмом в рамках двухкомпонентной (S- и D-волны) модели дейтрона [7]. Учет дополнитель-

ного перерасеяния рожденных адронов позволяет описать как спектр протонов, так и T_{20} до внутренних импульсов $k \leq 0.65$ ГэВ/с с помощью только нуклонных степеней свободы [6]. Однако показать все данные для реакции развала дейтрона в рамках нуклонной модели не удается.

Одной из возможных причин подобного расхождения теории и эксперимента является предположение, что структура дейтрона при больших (> 0.20 ГэВ/с) внутренних импульсах, соответствующих малым (< 1 фм) межнуклонным расстояниям, определяется в основном ненуклонными степенями свободы. Учет ненуклонных степеней свободы, таких как шестикварковые состояния [8] или $\Delta\Delta$, NN^* , $NN\pi$ и другие возможные состояния дейтрона, позволил описать инклюзивный спектр протонов при $x \geq 1.7$ [6]. Однако до сих пор нет единой теоретической модели, способной описать T_{20} и κ во всем диапазоне импульсов протонов, летящих вперед в реакции $Dp \rightarrow pX$.

Для изучения ненуклонных и кварковых состояний в структуре ядер кажется естественной идея как экспериментального, так и теоретического исследования поляризационных характеристик реакций кумулятивного рождения различных адронов с разным кварковым составом. Примером таких реакций является процесс фрагментации релятивистских дейтронов в пионы, $Dp \rightarrow \pi X$, выполненный в ЛВЭ ОИЯИ [1, 9]. В этих реакциях дейтрон с импульсом $P_D = 8.9$ ГэВ/с фрагментировал на ядрах мишени (водород, углерод, бериллий) в пионы под углами, близкими к нулевым. Измерялись спектр вылетающих пионов [1] и тензорная анализирующая способность T_{20} [9]. При этом было показано, что как в докумулятивной кинематической области, $x < 1$, где T_{20} практически равна нулю, так и в кумулятивной области, $x \geq 1$, тензорная анализирующая способность T_{20} очень мала.

Известно, что, в отличие от реакции развала дейтрона, рождение кумулятивных пионов в процессе $Dp \rightarrow \pi(0^0)X$ происходит главным образом как рождение пиона на нуклоне ядра, несущем большой внутренний импульс, что соответствует импульсному приближению или так называемому прямому механизму [10, 11]. Перерасеяния и взаимодействия в конечном состоянии заметно меньше, чем для реакции развала дейтрона (см., например, [12]), и в первом приближении могут не учитываться. В свою очередь, вклад импульсного приближения обусловлен высокоимпульсной компонентой ВФД. Таким образом, проводится прямое изучение структуры дейтрона на малых расстояниях.

Достаточно большой выход высокоимпульсных пионов, рождаемых в pD - и pA -столкновениях в кинематической области, запрещенной для N - N -столкновения, описывался в рамках модели малонуклонных корреляций [5, 13], модели многокваркового мешка [8, 14] и модели кварк-глюонных струн [15]. Однако поляризационные характеристики процесса фрагментации дейтрона в пионы остались вне рассмотрения.

Прежде чем переходить к исследованию вкладов ненуклонных степеней свободы

и более сложных механизмов реакции, необходимо учесть предсказания нуклонной модели в ведущем порядке и для разных схем учета релятивистских эффектов в связанной системе. Представляется естественным, что обсуждение вкладов других (нестандартных) механизмов реакции возможно только после последовательного релятивистского расчета лидирующего вклада, что и является целью данной работы.

Проведен релятивистски-инвариантный анализ тензорной анализирующей способности T_{20} дейтрона и неполяризованного инклюзивного спектра пионов реакции $Dp \rightarrow \pi X$. Главной задачей является описание этой реакции последовательно-релятивистским образом с помощью нуклонной модели дейтрона с различными ВФД. Для этого в рамках формализма Бете-Солпитера (БС) записываются полностью ковариантные выражения для всех наблюдаемых. Такой подход позволяет делать общие заключения об амплитуде процесса и переходить как к различным схемам релятивизации, так и к нерелятивистскому пределу. Кроме того, в работе проанализировано влияние на результаты расчетов теоретических неопределенностей, возникающих в импульсном приближении из-за необходимости использования элементарных амплитуд вне массовой поверхности.

2. РЕЛЯТИВИСТСКОЕ ИМПУЛЬСНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ

Рассмотрим инклюзивную реакцию следующего вида:

$$D + p \rightarrow \pi(0^0) + X, \quad (1)$$

где налетающий поляризованный дейтрон имеет энергию порядка нескольких ГэВ и один конечный пион детектируется в направлении начального импульса дейтрона. Вследствие того, что дейтрон является слабосвязанной системой, в первом приближении эта реакция может рассматриваться как процесс, в котором один из нуклонов дейтрона, сталкиваясь с нуклоном мишени, выбивается из него, рождая пион, а другой продолжает двигаться почти с тем же импульсом, что и перед столкновением. При таком механизме спектр этой реакции не должен зависеть от мишени A , т. е. процесс определяется только внутренней структурой дейтрона и соответствует диаграмме релятивистского импульсного приближения рис. 1.

В этом приближении амплитуда \mathcal{T}_{pD}^π реакции $D + p \rightarrow \pi + X$ может быть записана в следующем релятивистски-инвариантном виде:

$$\mathcal{T}_{pD}^\pi = (\bar{U}_Y \Gamma_{NN})_{\alpha\beta} \bar{u}_\gamma^{(\sigma_{p'})}(p') \left(\frac{\hat{n} + m}{n^2 - m^2} \right)_{\beta\delta} u_\alpha^{(\sigma_p)}(p) (F_\mu(D, q) C)_{\delta\gamma} \xi_M^\mu(D), \quad (2)$$

где $(\bar{U}_Y \Gamma_{NN})$ есть вершина элементарного акта $NN \rightarrow \pi Y$; α, β, γ и δ – индексы Дирака (с правилом суммирования по повторяющимся индексам); μ – индекс Лоренца; $C = i\gamma_2\gamma_0$ – матрица зарядового сопряжения и, наконец, $M, \sigma_{p'}$ и σ_p обозначают поляризацию дейтрона и проекции спина нуклонов [32]. Далее отметим, что дейтронная

вершина $(\Gamma_\mu(D, q)C)$ удовлетворяет уравнению Бете-Солпитера и зависит от двух переменных, относительного импульса $q = (n - p')/2$ и полного импульса $D = n + p'$ дейтрона с массой M_D . Поляризационный вектор дейтрона $\xi_M^\mu(D)$ удовлетворяет следующим условиям:

$$\begin{aligned} \xi^{\mu M}(D)D_\mu &= 0, \quad \xi^{\mu M}(D)\xi_{\mu M'}(D) = -\delta_{M'}^M, \\ \sum_M (\xi_{\mu M}(D))^* \xi_{\nu M}(D) &= -g_{\mu\nu} + \frac{D_\mu D_\nu}{M_D^2}. \end{aligned} \quad (3)$$

Вследствие слабой зависимости сечения от мишени, вершины диаграммы факторизируются. Таким образом, возводя амплитуду реакции (2) в квадрат, соответствующий инклюзивный спектр пионов может быть записан в следующем факторизованном виде:

$$\rho_{pD}^\pi = \varepsilon_\pi \frac{d\sigma}{d^3p_\pi} = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \frac{\sqrt{\lambda(p, n)}}{\sqrt{\lambda(p, D)}} \rho_{\mu\nu}(D) [\rho_{pN}^\pi \Phi^{\mu\nu}(D, q)] \frac{m^2 d^3p'}{E'}, \quad (4)$$

где $\lambda(p_1, p_2) \equiv (p_1 p_2)^2 - m_1^2 m_2^2 = \lambda(s_{12}, m_1^2, m_2^2)/4$ – кинематический фактор, $s_{12} = (p_1 + p_2)^2$; p и n – четырехимпульсы протона мишени и нуклона ядра соответственно; $\rho_{pN}^\pi \equiv \varepsilon_\pi d\sigma/d^3p_\pi$ – релятивистски-инвариантный инклюзивный спектр пионов, рожденных при взаимодействии внутридейтронного нуклона с протоном мишени. В самом общем случае этот спектр может быть представлен как функция, зависящая от трех переменных, $\rho_{pN}^\pi = \rho(x_F, \pi_\perp, s_{NN})$. Здесь переменная Фейнмана, x_F , определяется как $x_F = 2\pi_\parallel/\sqrt{s_{NN}}$, где $\pi = (\pi_\parallel, \pi_\perp)$ есть импульс пиона в системе центра масс сталкивающихся нуклонов, а величина $s_{NN} = (p + N)^2$ равна квадрату полной энергии нуклонов.

В выражении (4) величина $\rho_{\mu\nu}(D)$ представляет собой матрицу плотности дейтрона, которая может быть записана в явно ковариантном виде [21]:

$$\begin{aligned} \rho_{\mu\nu}(D) = (\xi_{\mu M}(D))^* \xi_{\nu M}(D) &= \frac{1}{3} \left(-g_{\mu\nu} + \frac{D_\mu D_\nu}{M_D^2} \right) + \frac{1}{2} (W_\lambda)_{\mu\nu} s_D^\lambda - \\ &- \left[\frac{1}{2} \left((W_{\lambda_1})_{\mu\rho} (W_{\lambda_2})_{\rho\nu} + (W_{\lambda_2})_{\mu\rho} (W_{\lambda_1})_{\rho\nu} \right) + \right. \\ &\left. + \frac{2}{3} \left(-g_{\lambda_1 \lambda_2} + \frac{D_{\lambda_1} D_{\lambda_2}}{M_D^2} \right) \left(-g_{\mu\nu} + \frac{D_\mu D_\nu}{M_D^2} \right) \right] p_D^{\lambda_1 \lambda_2}, \end{aligned} \quad (5)$$

где $(W_\lambda)_{\mu\nu} = i\varepsilon_{\mu\nu\gamma\lambda} D^\gamma / M_D$, а s_D и p_D есть вектор спина и тензор выстроенности дейтрона соответственно.

Далее, полностью симметричный тензор $\Phi_{\mu\nu}(D, q)$ в уравнении (4) можно разложить по ковариантам:

$$\Phi_{\mu\nu}(D, q) = \frac{1}{4} Tr \left[\bar{\Psi}_\mu \left(\frac{\hat{n} + m}{m} \right)^2 \Psi_\nu \frac{\hat{p}' - m}{m} \right] = -f_0(n^2) g_{\mu\nu} + f_1(n^2) \frac{q_\mu q_\nu}{m^2}. \quad (6)$$

При этом мы ввели модифицированную вершину $\Psi_\mu(D, q)$, связанную с вершиной $\Gamma_\mu(D, q)$ соотношением

$$\Psi_\mu(D, q) \doteq \frac{\Gamma_\mu(D, q)}{m^2 - n^2 - i0} = \varphi_1(n^2)\gamma_\mu + \varphi_2(n^2)\frac{n_\mu}{m} + \frac{\hat{n} - m}{m} \left(\varphi_3(n^2)\gamma_\mu + \varphi_4(n^2)\frac{n_\mu}{m} \right). \quad (7)$$

Формфакторы $\varphi_i(n^2)$ связаны с двумя большими компонентами ВФД U и W (соответствующие состояниям дейтрона 3S_1 и 3D_1) и с двумя малыми компонентами V_t и V_s (соответствующие состояниям 3P_1 и 1P_1).

Подставляя формулу (7) в выражение для тензора (6) и приравнявая структуры при одинаковых ковариантах в левой и правой частях уравнения, находим явные выражения для инвариантных функций $f_{0,1}$:

$$\begin{aligned} f_0(n^2) &= \frac{M_D^2}{m^2} \left(\varphi_1 - \frac{m^2 - n^2}{m^2} \varphi_3 \right) \varphi_1 - \left(\frac{m^2 - n^2}{m^2} \right)^2 (\varphi_1 - \varphi_3) \varphi_3; \\ f_1(n^2) &= -4 \left\{ \varphi_1 + \varphi_2 - \frac{m^2 - n^2}{m^2} \left(\frac{\varphi_2}{2} + \varphi_3 + \varphi_4 \right) \right\} (\varphi_1 + \varphi_2) + \\ &+ \frac{M_D^2}{m^2} \left(\varphi_2 - \frac{m^2 - n^2}{m^2} \varphi_4 \right) \varphi_2 - \left(\frac{m^2 - n^2}{m^2} \right)^2 (\varphi_2 + 2\varphi_3 + \varphi_4) \varphi_4. \quad (8) \end{aligned}$$

Соответствующие скалярные функции $\varphi_i(n^2)$ дейтронной вершины с одним немасовым нуклоном могут быть рассчитаны в любой системе отсчета. Отметим, что в нашем случае, когда одна частица на массовой поверхности, то только четыре парциальных волны дейтрона дают ненулевые вклады. А именно, согласно ρ -спиновой классификации, работают только $U = {}^3S_1^{++}$, $W = {}^3D_1^{++}$ и $V_s = {}^1P_1^{-+}$, $V_t = {}^3P_1^{-+}$ парциальные волны.

Для того чтобы связать функции $\varphi_i(n^2)$ с нерелятивистскими S -, D - и P -волнами, удобно переписать их в следующем виде:

$$\begin{aligned} \mathcal{N}\varphi_1 &= U - \frac{W}{\sqrt{2}} - \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{m}{|\mathbf{q}|} V_t; \\ \mathcal{N}\varphi_2 &= -\frac{m}{(E\mathbf{q} + m)} U - \frac{m(2E\mathbf{q} + m)}{|\mathbf{q}|^2} \frac{W}{\sqrt{2}} + \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{m}{|\mathbf{q}|} V_t; \\ \mathcal{N}\varphi_3 &= -\sqrt{\frac{3}{2}} \frac{mE\mathbf{q}}{|\mathbf{q}|(2E\mathbf{q} - M_D)} V_t; \\ \mathcal{N}\varphi_4 &= \frac{m^2}{M_D(E\mathbf{q} + m)} U - \frac{m^2(E\mathbf{q} + 2m)}{M_D|\mathbf{q}|^2} \frac{W}{\sqrt{2}} - \sqrt{3} \frac{m^2}{|\mathbf{q}|(2E\mathbf{q} - M_D)} V_s, \quad (9) \end{aligned}$$

где все функции определены в системе покоя дейтрона и все кинематические переменные должны быть вычислены именно в этой системе отсчета; $E\mathbf{q} = \sqrt{|\mathbf{q}|^2 + m^2}$. Нормировочная константа $\mathcal{N}^{-1} = \pi\sqrt{2/M_D}$ выбирается в соответствии с нерелятивистской нормировкой ВФД *

$$\int_0^\infty |\mathbf{q}|^2 d|\mathbf{q}| \left(U^2(|\mathbf{q}|) + W^2(|\mathbf{q}|) \right) = 1. \quad (12)$$

* Отметим, что определение Гросса [22] для вершины дейтрона $\tilde{\Psi}_\mu(q)$ отличаются от нашего

Уравнения (9) определяют инвариантные функции $f_{0,1}(|\mathbf{q}|)$ в терминах парциальных волн дейтрона:

$$f_0(|\mathbf{q}|) = \mathcal{N}^{-2} \frac{M_D^2}{m^2} \left[\left(U - \frac{W}{\sqrt{2}} \right)^2 + \sqrt{6} \frac{|\mathbf{q}|}{m} \left(U - \frac{W}{\sqrt{2}} \right) V_i - \frac{3}{2} V_i^2 \right]; \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \frac{2}{3} \frac{|\mathbf{q}|^2}{m^2} f_1(|\mathbf{q}|) &= \mathcal{N}^{-2} \frac{M_D^2}{m^2} \left[2\sqrt{2} U W + W^2 + V_i^2 - 2V_s^2 - \right. \\ &\quad \left. - \frac{4}{\sqrt{3}} \frac{|\mathbf{q}|}{m} \left(\left(U - \frac{W}{\sqrt{2}} \right) \frac{V_i}{\sqrt{2}} + (U + \sqrt{2} W) V_s \right) \right]. \quad (14) \end{aligned}$$

Далее, используя явный вид матрицы плотности дейтрона (5), можно записать следующее тождество:

$$\Phi \equiv \rho_{\mu\nu} \Phi^{\mu\nu} = \Phi^{(u)} + \Phi_{\lambda}^{(v)} s_D^{\lambda} + \Phi_{\lambda_1 \lambda_2}^{(t)} p_D^{\lambda_1 \lambda_2}. \quad (15)$$

Верхние индексы (u, v, t) обозначают функции, соответствующие неполяризованному, векторно-поляризованному и тензорно-поляризованному случаям соответственно:

$$\Phi^{(u)}(\mathbf{q}) = f_0 + \frac{1}{3} \frac{|\mathbf{q}|^2}{m^2} f_1; \quad (16)$$

$$\Phi_{\lambda}^{(v)}(\mathbf{q}) = 0; \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \Phi_{\lambda_1 \lambda_2}^{(t)}(\mathbf{q}) &= \left[\frac{1}{3} \frac{|\mathbf{q}|^2}{m^2} \left(-g_{\lambda_1 \lambda_2} + \frac{D_{\lambda_1} D_{\lambda_2}}{M_D^2} \right) - \right. \\ &\quad \left. - \left(-g_{\lambda_1 \mu} + \frac{D_{\lambda_1} D_{\mu}}{M_D^2} \right) \left(-g_{\lambda_2 \nu} + \frac{D_{\lambda_2} D_{\nu}}{M_D^2} \right) \frac{q^{\mu} q^{\nu}}{m^2} \right] f_1. \quad (18) \end{aligned}$$

Приведенные выше формулы пригодны для расчета реакции фрагментации дейтрона в пионы при любой поляризации дейтрона. Рассмотрим конкретный случай тензорной поляризации, когда дейтрон выстроен только по p_D^{ZZ} -компоненте матрицы плотности (5). В этом случае инклюзивный спектр пионов реакции $D + p \rightarrow \pi + X$ (4) может быть представлен в виде

$$\rho_{pD}^{\pi} \left(p_D^{ZZ} \right) = \rho_{pD}^{\pi} \left[1 + A_{ZZ} p_D^{ZZ} \right], \quad (19)$$

определения вершины Бете-Солпитера $\Psi_{\mu}(q)$ (7). Они связаны друг с другом следующим соотношением:

$$\tilde{\Psi}_{\mu}(q) = \Psi_{\mu}(-q). \quad (10)$$

Таким образом, сравнивая уравнения (9) с соответствующими уравнениями (46) работы [22], можно увидеть, что волновые функции Гросса $\tilde{U}(q)$, $\tilde{W}(q)$ и $\tilde{V}_s(q)$, $\tilde{V}_i(q)$, параметризации которых будут использоваться нами далее, связаны с нашими волновыми функциями как

$$\begin{aligned} \tilde{U}(q_0, |\mathbf{q}|) &= U(-q_0, |\mathbf{q}|); \quad \tilde{W}(q_0, |\mathbf{q}|) = W(-q_0, |\mathbf{q}|); \\ \tilde{V}_s(q_0, |\mathbf{q}|) &= -V_s(-q_0, |\mathbf{q}|); \quad \tilde{V}_i(p_0, |\mathbf{p}|) = -V_i(-q_0, |\mathbf{p}|), \quad (11) \end{aligned}$$

где $q_0 = M_D/2 - E_{\mathbf{q}}$.

где ρ_{pD}^π – инклюзивный спектр пионов в случае неполяризованных дейтронов, а $A_{ZZ} \equiv \sqrt{2}T_{20}$ – тензорная анализирующая способность ($-\sqrt{2} \leq T_{20} \leq 1/\sqrt{2}$). В компактной форме они представляются как

$$\rho_{pD}^\pi = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \frac{\sqrt{\lambda(p, n)}}{\sqrt{\lambda(p, D)}} [\rho_{pN}^\pi \Phi^{(w)}(|\mathbf{q}|)] \frac{m^2 d^3 q}{E q}; \quad (20)$$

$$\rho_{pD}^\pi A_{ZZ} = -\frac{1}{(2\pi)^3} \int \frac{\sqrt{\lambda(p, n)}}{\sqrt{\lambda(p, D)}} [\rho_{pN}^\pi \Phi^{(t)}(|\mathbf{q}|)] \left(\frac{3 \cos^2 \vartheta \mathbf{q} - 1}{2} \right) \frac{m^2 d^3 q}{E q}, \quad (21)$$

где функции $\Phi^{(w)}(|\mathbf{q}|)$ и $\Phi^{(t)}(|\mathbf{q}|)$ записываются в терминах дейтронных парциальных волн следующим образом:

$$\begin{aligned} \Phi^{(w)}(|\mathbf{q}|) = & \mathcal{N}^{-2} \frac{M_D^2}{m^2} \left[U^2 + W^2 - V_t^2 - V_s^2 + \right. \\ & \left. + \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{|\mathbf{q}|}{m} \left((\sqrt{2}V_t - V_s) U - (V_t + \sqrt{2}V_s) W \right) \right]; \quad (22) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Phi^{(t)}(|\mathbf{q}|) = & \mathcal{N}^{-2} \frac{M_D^2}{m^2} \left[2\sqrt{2}UW + W^2 + V_t^2 - 2V_s^2 - \right. \\ & \left. - \frac{4}{\sqrt{3}} \frac{|\mathbf{q}|}{m} \left(\left(U - \frac{W}{\sqrt{2}} \right) \frac{V_t}{\sqrt{2}} + (U + \sqrt{2}W) V_s \right) \right]. \quad (23) \end{aligned}$$

Интуитивно понятно, что в такой “рыхлой” ядерной системе, как дейтрон, нулоны находятся главным образом в состояниях с угловыми моментами $L = 0, 2$, так что вероятность состояний с $L = 1, V_{s,t}$, в уравнениях (22,23) гораздо меньше, чем вероятность U - и W -конфигураций. К такому же выводу приводит и численный анализ решений уравнения Бете-Солпитера в терминах ρ -спиновых амплитуд [23]. Более того, можно показать, что волны U и W напрямую соответствуют нерелятивистским S - и D -волнам дейтрона. Таким образом, части уравнений (22,23), содержащих только U - , W -волны, идентифицируются как главные вклады в соответствующие наблюдаемые и они могут сравниваться со своими нерелятивистскими аналогами. Оставшиеся части уравнений пропорциональны относительному импульсу \mathbf{q}/m (вклад диагональных членов, $V_{s,t}^2$, пренебрежимо мал) и вследствие их релятивистской природы могут называться релятивистской поправкой.

В таком подходе релятивистские эффекты имеют динамическую природу [25], содержат дополнительно к S - и D -волнам отрицательно-энергетические компоненты, то есть P -волны, и не сводятся к простой замене аргументов, как, например, в схеме минимальной релятивизации [5, 24]. Идея схемы минимальной релятивизации – в построении релятивистской квантовой модели с использованием в качестве базы реалистического нерелятивистского потенциала нуклон-нуклонного взаимодействия. Подобная схема довольно успешно применялась при описании дифференциальных сечений таких процессов, как развал дейтрона $A(D, p)X$ и определяется:

- 1) масштабным преобразованием от импульса \mathbf{q} к переменным светового фронта $\mathbf{k} = (\mathbf{k}_\perp, k_\parallel)$:

$$\mathbf{k}^2 = \frac{m^2 + \mathbf{k}_\perp^2}{4x(1-x)} - m^2; \quad k_\parallel = \sqrt{\frac{m^2 + \mathbf{k}_\perp^2}{x(1-x)}} \left(\frac{1}{2} - x \right), \quad (24)$$

где в нашем случае $x = (E_{\mathbf{q}} + |\mathbf{q}| \cos \vartheta_{\mathbf{q}})/M_D = (\varepsilon' - p'_\parallel)/M_D$ и $|\mathbf{k}_\perp| = p'_\perp$;

- 2) перенормировкой ВФД, удовлетворяющей требованию унитарности процедуры замены аргументов, что приводит к умножению на фактор $\sim 1/(1-x)$.

Как результат, аргумент сдвигается в область меньших значений и ВФД падает менее быстро. Этот эффект усиления ВФД компенсируется кинематическим фактором $\sim 1/(1-x)$.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Обратимся теперь к обсуждению результатов расчета приведенных наблюдаемых величин, инвариантного спектра пионов (20), $\rho_{pD}^\pi = \varepsilon_\pi d\sigma/d^3p_\pi$, и тензорной анализирующей способности (21), T_{20} , в фрагментации $Dp \rightarrow \pi X$, представленных на рисунках ниже вместе с имеющимися экспериментальными данными [1, 9]. Эти данные приведены как функции так называемой кумулятивной скейлинговой переменной x_C , называемой также кумулятивным числом [26], определенной следующим образом:

$$x_C = 2 \frac{(p\pi) - \mu^2/2}{(Dp) - M_D m - (D\pi)} = 2 \frac{t - m^2}{(t - m^2) + (M_D + m)^2 - s_X} \leq 2, \quad (25)$$

и учитывающей тот факт, что энергия начальной частицы не бесконечна, а имеет определенное конечное значение. В системе покоя дейтрона, $D = (M_D, \mathbf{0})$, переменная x_C носит форму переменной светового фронта $\alpha = (E_\pi - \pi \cos \vartheta_\pi)/M_D$ пиона при наличии коррекции на конечность масс взаимодействующих частиц:

$$x_C = 2 \frac{E E_\pi - p p_\pi \cos \vartheta_\pi - \mu^2/2}{M_D(E - E_\pi - m)} \rightarrow 2 \frac{E}{T_p} \frac{\alpha}{1 - E_\pi/T_p}. \quad (26)$$

Величина x_C соответствует минимальной массе (в единицах массы нуклона) части фрагментирующего ядра (дейтрона), принимающей участие в процессе. Таким образом, величина x_C больше единицы соответствует рождению кумулятивного пиона. Как можно увидеть, этот кинематический регион соответствует величине переменной светового фронта $x \geq 1$ (24) и внутренним импульсам ≥ 0 (см. табл. 1).

Простейшие реакции фрагментации дейтронов в адроны – это процессы рассеяния протонов вперед или назад. В частности, реакция стриппинга дейтрона (как поляризованного, так и неполяризованного), $D + A \rightarrow p(0^\circ) + X$, является одной

Таблица 1. Минимальные, средние импульсы и средние отклонения импульсов нуклонов в дейтроне, участвовавших в процессе фрагментации дейтрона в кумулятивные пионы, $Dp \rightarrow \pi X$, при $P_D = 8.9$ ГэВ/с и угле вылета пионов $\vartheta_\pi = 0^\circ$

x_C	0 – 1	1.1	1.2	1.3	1.4	1.5	1.6	1.7	1.8	1.9
$ q _{\min}$, ГэВ/с	0.0	0.07	0.14	0.22	0.30	0.40	0.50	0.64	0.79	1.05
$\langle q \rangle$, ГэВ/с	0.09	0.23	0.37	0.49	0.57	0.64	0.72	0.83	0.96	1.20
$\sqrt{\langle \delta q^2 \rangle}$, МэВ/с	~ 1.1	2.5	3.4	3.1	2.5	2.1	1.8	1.5	1.3	1.0
$ k _{\min}$, ГэВ/с	0.0	0.07	0.13	0.20	0.26	0.34	0.40	0.50	0.60	0.74
$\langle k \rangle$, ГэВ/с	0.10	0.27	0.40	0.50	0.57	0.62	0.67	0.73	0.80	0.90
$\sqrt{\langle \delta k^2 \rangle}$, МэВ/с	~ 1.5	3.7	4.0	3.4	2.8	2.4	2.1	1.8	1.5	1.0

из наиболее интенсивно изучаемых реакций с адронным пробником. Причиной такого пристального исследования является, во-первых, большая величина сечения, а во-вторых, в коллинеарной геометрии импульс конечного протона прямо связан с аргументом волновой функции дейтрона, конечно, в предположении, что в механизме реакции доминирует однонуклонный обмен. Это приводит к простой связи инклюзивного спектра реакции и поляризационных наблюдаемых с S - и D -волнами ВФД. Так, например, тензорная анализирующая способность T_{20} в рамках импульсного приближения для стриппинга $Dp \rightarrow pX$ приобретает простой вид [16, 20]:

$$T_{20} = -\frac{1}{\sqrt{2}} \frac{2\sqrt{2} UW + W^2}{U^2 + W^2}, \quad (27)$$

и не зависит от амплитуды подпроцесса $pn \rightarrow pX$. Таким образом, прямое экспериментальное исследование импульсного распределения в дейтроне представляется вполне осуществимым. Однако импульсное приближение как для спектра, так и для T_{20} , работает только до внутренних импульсов $k \leq 0.2$ ГэВ/с [6]. При больших импульсах k вклады неполюсных диаграмм – перерассеяние нуклонов или мезонов в промежуточном состоянии, диаграммы с поглощением виртуальных мезонов нуклоном – могут быть сравнимы с вкладом полюсной диаграммы, и поэтому должны учитываться для корректного описания наблюдаемых, что делает невозможным извлечение нетривиальной информации о структуре дейтрона на малых межнуклонных расстояниях.

В случае фрагментации дейтрона в кумулятивные пионы, $D + p \rightarrow \pi(0^\circ) + X$, механизмы перерассеяния оказываются кинематически подавленными [12]. Следовательно, при теоретическом рассмотрении реакции можно ограничиться только импульсным приближением, представленным на рис. 1. Обсудим результаты расчета наблюдаемых величин ρ_{pD}^π (20) и T_{20} (21).

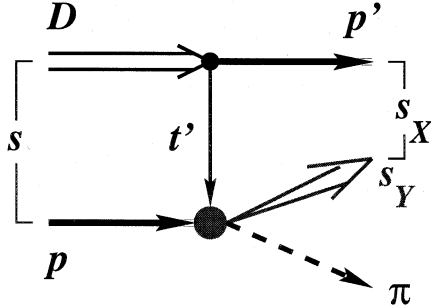


Рис. 1. Диаграмма релятивистского импульсного приближения реакции фрагментации дейтронов в кумулятивные пионы, $D + p \rightarrow \pi + X$. $s = (p + D)^2$ – квадрат полной энергии реакции, $t' = (D - p')^2$ – инвариантная передача, s_X и s_Y – квадраты эффективных масс регистрируемых составных частиц X и Y

Инклюзивный спектр пионов реакции $pD \rightarrow \pi X$ при $P_p \approx 9$ ГэВ/с и угле вылета пионов $\vartheta_\pi = 180^\circ$, вычисленный в рамках релятивистского импульсного приближения с использованием различных форм ВФД, представлен на рис. 2-4. При этом применялась параметризация спектра элементарного акта ρ_{NN}^π , предложенная в работе [27]. Из этих рисунков видно прекрасное согласие модели с экспериментом в докумулятивной области $x_C < 1$, где спектр пионов определяется фактически фазовым объемом реакции, отнесенным к нормировке ВФД (см. табл. 1), и, следовательно, слабо зависит как от выбора формы ВФД, так и от структуры вершины элементарного процесса $NN \rightarrow \pi Y$. В кумулятивной области, $x_C \geq 1$, как показано на рис. 2, наблюдается большая чувствительность ρ_{pD}^π к структуре этой вершины и малая чувствительность к виду нерелятивистской ВФД. Учет вклада P -волн дейтрона (рис. 3) в рамках подходов Бете-Солпитера [30] или приближения Гросса [31] недостаточно улучшает описание экспериментальной ситуации. На рис. 4 приведен расчет спектра пионов в рамках минимальной схемы релятивизации [5], показывающий наилучшее описание экспериментальных данных.

Обратимся теперь к обсуждению результатов расчета тензорной анализирующей способности T_{20} в $Dp \rightarrow \pi X$ при $P_D = 8.9$ ГэВ/с и угле вылета пионов $\vartheta_\pi = 0^\circ$, полученных в рамках релятивистского импульсного приближения и представленных на рис. 5-7 вместе с имеющимися экспериментальными данными [9]. В докумулятивной области, вследствие углового фактора в (21), величина T_{20} фактически равна нулю, что и наблюдается на эксперименте. В кумулятивной области, $x_C \geq 1$, в отличие

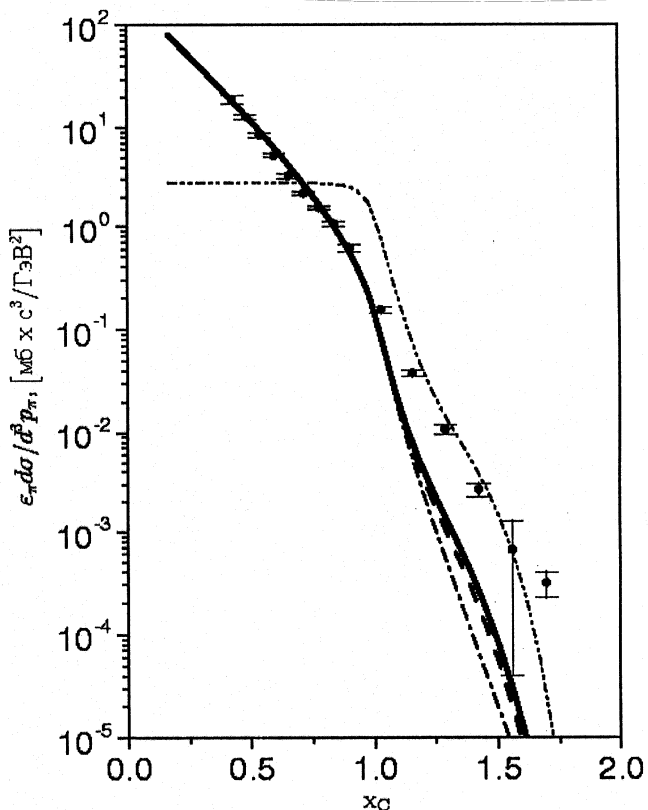


Рис. 2. Инклюзивный спектр пионов реакции $pD \rightarrow \pi^+ X$ при $P_p = 9$ ГэВ/с и угле вылета пионов $\vartheta_\pi = 180^\circ$, вычисленный в рамках релятивистского импульсного приближения с использованием различных форм нерелятивистской ВФД. Сплошная, штриховая и штрихпунктирная кривые соответствуют вычислениям с ВФД Рейда [18], парижской [17] и боннской ВФД [19] соответственно. Тонкая штриховая линия с двумя точками – расчет ненормированного интеграла (20) в предположении независимости спектра элементарного процесса $NN \rightarrow \pi Y$ от любых релятивистски-инвариантных переменных, $\rho_{NN}^\pi = 1$, что показывает большую чувствительность ρ_{pD}^π к структуре вершины элементарного акта. Экспериментальные данные взяты из работы [1]

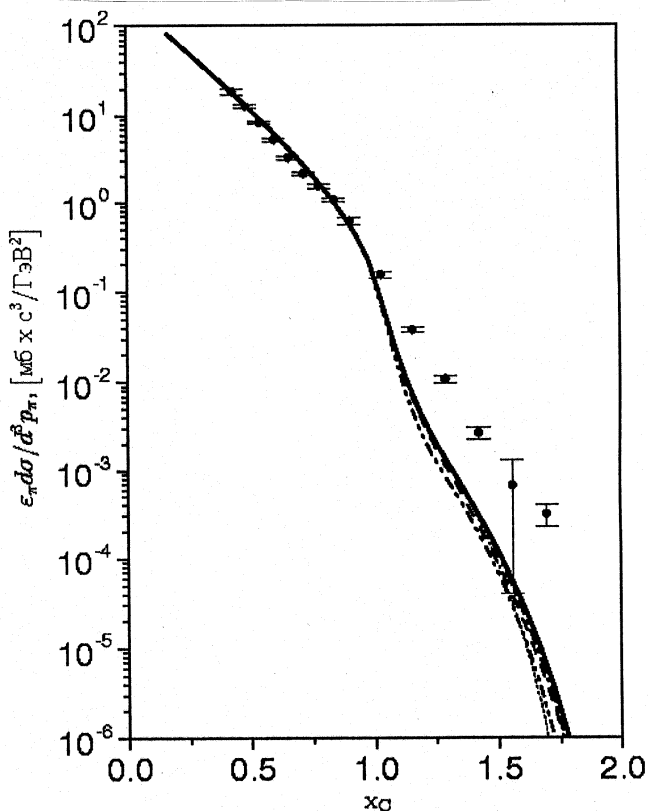


Рис. 3. Результаты расчета инклюзивного спектра пионов с учетом вклада P -волн дейтрона с использованием двух видов релятивистской амплитуды дейтрона [30] и [31] с разным процентным содержанием P -компонент $P_V = \int_0^\infty |q|^2 d|q| [V_s^2(|q|) + V_t^2(|q|)]$. Сплошная толстая кривая соответствует вычислениям с ВФД [30], где величина $P_V \approx 0.2\%$. Штриховая, штрихпунктирная кривые и штриховая кривая с двумя точками представляют расчеты с использованием ВФД Гросса [31] при разной вероятности содержания малых компонент в дейтроне $P_V = 0.03, 0.44$ и 1.46% соответственно. Тонкая штриховая линия – расчет с нерелятивистской ВФД Рейда [18]. Экспериментальные данные – [1]

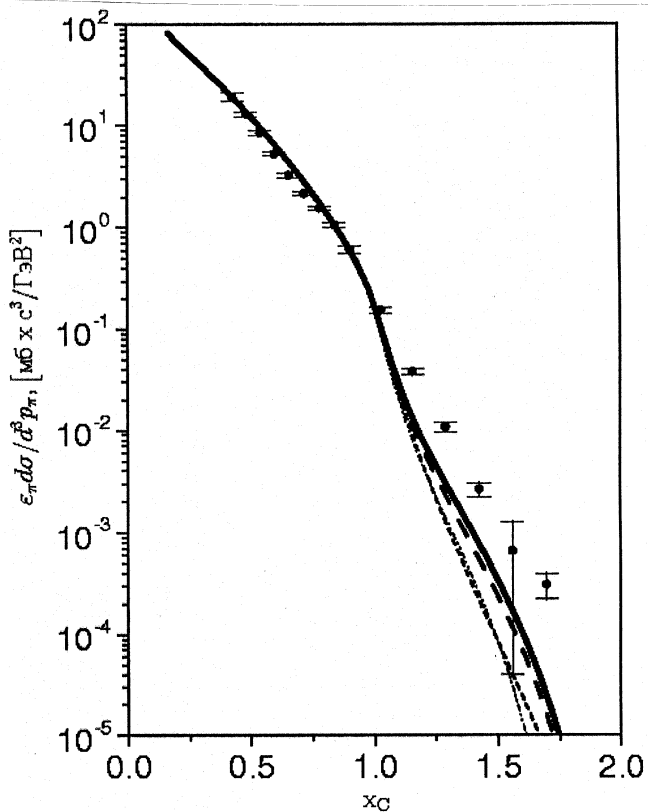


Рис. 4. Инклюзивный спектр пионов, вычисленный в рамках схемы минимальной релятивизации (СМР) [5, 24] с использованием различных форм нерелятивистской ВФД: Рейда [18] (сплошная кривая), парижской [17] (штриховая кривая) и боннской [19] (штрихпунктирная кривая). Экспериментальные данные – [1]

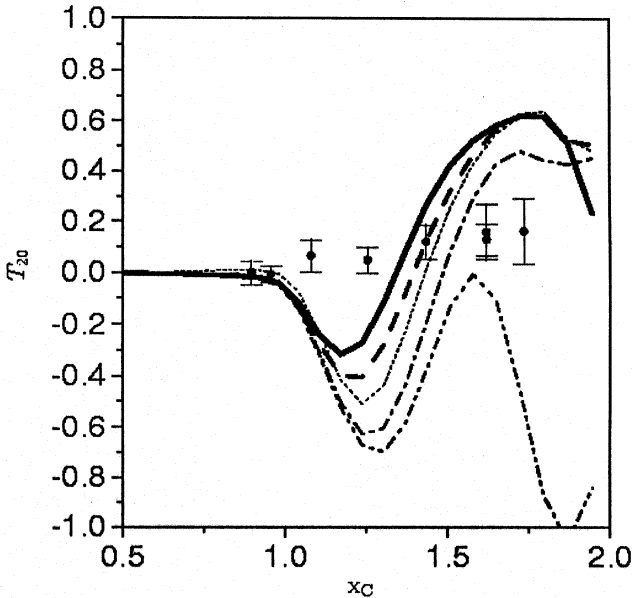


Рис. 5. Сравнение расчетов тензорной анализирующей способности T_{20} дейтронов в реакции $Dp \rightarrow \pi^- X$ при $P_D = 8.9$ ГэВ/с и угле вылета пионов $\vartheta_\pi = 0^\circ$, полученных в рамках релятивистского импульсного приближения с использованием различных форм нерелятивистской ВФД с экспериментальными данными [9]. Сплошная и штриховая кривые соответствуют вычислениям с ВФД Рейда [18] и парижской ВФД [17] соответственно. Штрихпунктирная кривая и штриховая кривая с двумя точками – T_{20} с релятивистской боннской ВФД [19] и полной боннской ВФД [19]. Тонкая штриховая линия – расчет (21) с парижской ВФД [17] в пренебрежении внутренней структурой элементарной вершины, $\rho_{NN}^r = 1$, что демонстрирует слабую чувствительность T_{20} к параметризации спектра этого процесса

от пионного спектра, T_{20} , как показывает рис. 5, с одной стороны, слабо зависит от структуры вершины $NN \rightarrow \pi Y$, а с другой стороны, видна сильная чувствительность к форме ВФД. Другими словами, исследование подобной поляризационной характеристики дает прямой метод извлечения информации о структуре дейтрона.

Как видно из рис. 5-7, тензорная анализирующая способность T_{20} не описывается никаким типом ВФД, используемой в данной работе, что может быть интерпретировано как проявление нетривиальной структуры дейтрона.

Альтернативным подходом к описанию дейтронной структуры на малых межнуклонных расстояниях является предположение о возможном существовании не-

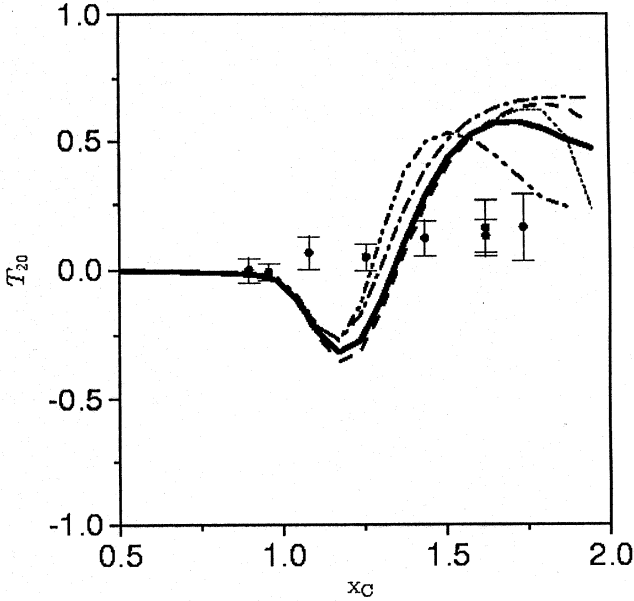


Рис. 6. Чувствительность T_{20} к вкладу P -волн дейтрона. Обозначения такие же, как на рис. 3. Экспериментальные данные – [9]

нуклонных или кварковых степеней свободы [6, 28, 29] в ядрах. Так, например, в соответствии с работой [5], можно предположить, что большие импульсы нуклоны ядра набирают благодаря короткодействующим малонуклонным корреляциям, что позволяет найти форму эффективного распределения “нуклонов” или $3q$ -бесцветных кластеров в ядре [8, 14]. С другой стороны, поведение высокоимпульсного хвоста в нуклонном распределении дейтрона может быть построено на основе правильной асимптотики Редже [13], что позволяет определить параметры функции распределения из экспериментальных данных об инклюзивном спектре протонов в дейтронном стриппинге $Dp \rightarrow pX$ [6, 13]. Таким образом, согласно [6, 13], можно предположить следующую перенормированную форму $\tilde{\Phi}^{(u)}(|\mathbf{k}|)$:

$$\tilde{\Phi}^{(u)}(|\mathbf{k}|) = \mathcal{N}^{-1} \frac{M_D^2}{m^2} \left\{ (1 - \alpha_{6q}) [U^2(|\mathbf{k}|) + W^2(|\mathbf{k}|)] + \alpha_{6q} \frac{8\pi x(1-x)}{E_{\mathbf{k}}} G_{6q}(x, \mathbf{k}_{\perp}) \right\}, \quad (28)$$

связанную с $\Phi^{(u)}(|\mathbf{q}|)$ (22) требованием унитарности преобразования переменных:

$$\Phi^{(u)}(|\mathbf{q}|) = \frac{E_{\mathbf{k}}/E_{\mathbf{q}}}{2(1-x)} \tilde{\Phi}^{(u)}(|\mathbf{k}|). \quad (29)$$

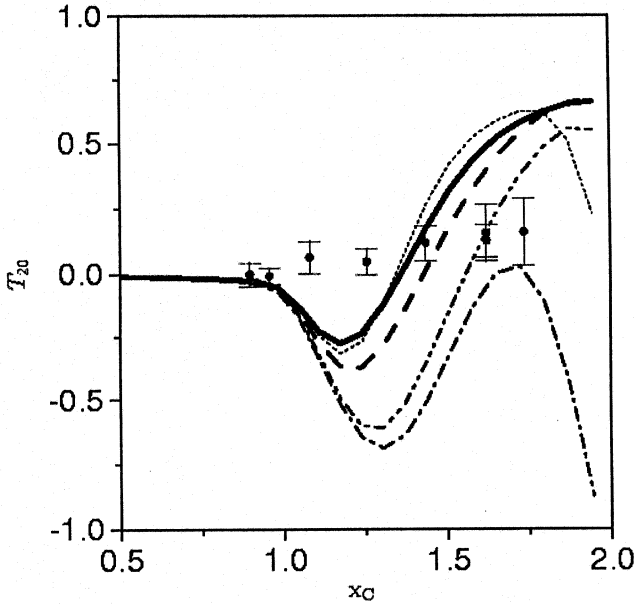


Рис. 7. Результаты расчета тензорной анализирующей способности T_{20} в рамках схемы минимальной релятивизации (СМР) [5, 24] с использованием различных форм нерелятивистской ВФД: Рейда [18] (сплошная кривая), парижской [17] (штриховая кривая) и два типа боннской ВФД [19], релятивистской (штрихпунктирная кривая) и полной (штриховая кривая с двумя точками). Экспериментальные данные взяты из работы [9]

Параметр α_{6q} есть вероятность существования в дейтроне нуклонного состояния двух связанных бесцветных $3q$ -кластеров:

$$G_{6q}(x, \mathbf{k}_\perp) = \frac{b^2}{2\pi} \frac{\Gamma(A+B+2)}{\Gamma(A+1)\Gamma(B+1)} x^A (1-x)^B e^{-bk_\perp}. \quad (30)$$

На рис. 8 показаны рассчитанные кривые инвариантного спектра пионов ρ_{pD}^π с учетом нуклонной компоненты в дейтроне (28) при разных значениях параметра $\alpha_{6q} = 0.02 \div 0.04$ (штрихпунктирная и пунктирная кривые соответственно). Из него видно прекрасное согласие теоретических расчетов с экспериментальными данными [1] при любых значениях кумулятивной переменной x_C .

На рис. 9 штрихпунктирная и пунктирная кривые ($\alpha_{6q} = 0.02 - 0.04$) иллюстрируют вклад этой компоненты в T_{20} в предположении, что он изменяет только S -волну двух нуклонов в дейтроне и не меняет D -волны. Конечно, это довольно упрощенное

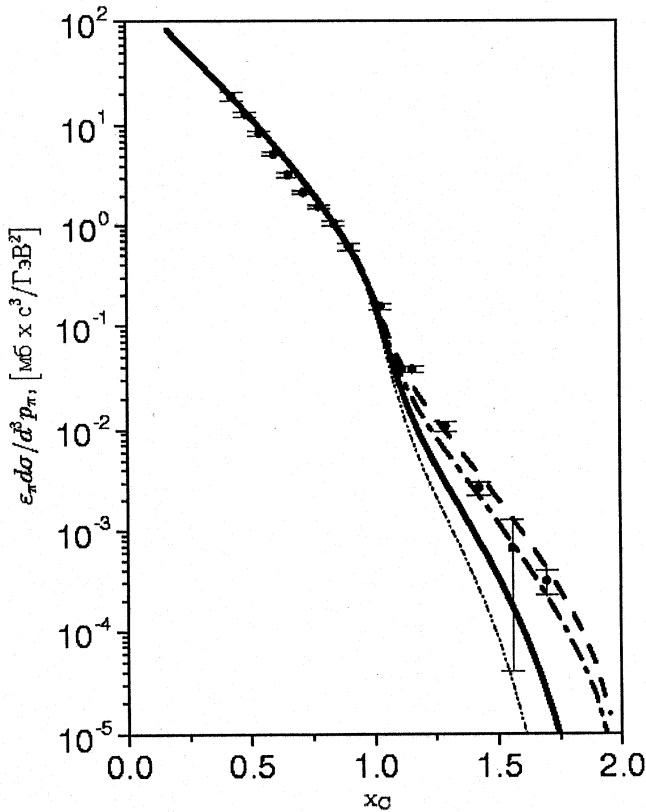


Рис. 8. Инклюзивный спектр пионов реакции $pD \rightarrow \pi^+ X$ при $P_p = 9$ ГэВ/с и угле вылета пионов $\vartheta_\pi = 180^\circ$, вычисленный в рамках релятивистского импульсного приближения с учетом ненулевой компоненты в дейтроне (28) при разных значениях параметра смешивания $\alpha_{6q} = 0.02 - 0.04$ (штрихпунктирная и пунктирная кривые соответственно). Сплошная кривая – расчет с той же нерелятивистской ВФД [18] в рамках схемы минимальной релятивизации. Видно согласие теоретических расчетов с экспериментальными данными [1] при любых значениях кумулятивной переменной x_D

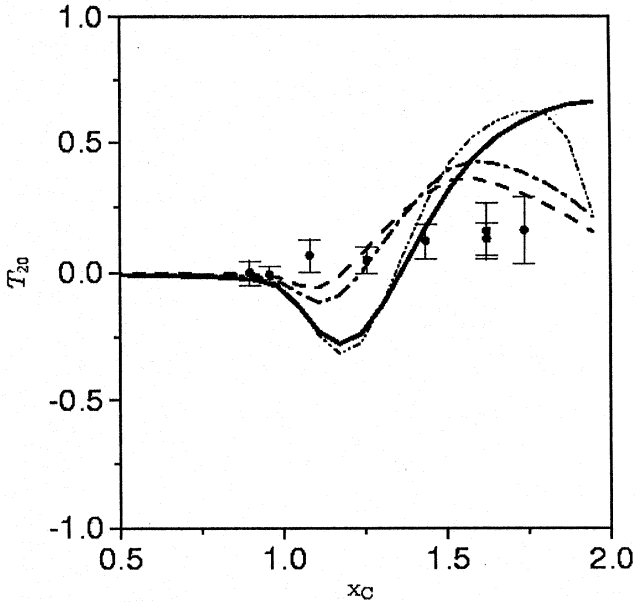


Рис. 9. Вклад ненуклонной компоненты в T_{20} при разных значениях параметра смешивания $\alpha_{6q} = 0.02 \div 0.04$ (штрихпунктирная и пунктирная кривые соответственно) в предположении, что она изменяет только S -волну двух нуклонов в дейтроне и не меняет D -волны. Сплошная кривая – расчет с той же нерелятивистской ВФД [18] в рамках схемы минимальной релятивизации

предположение, но оно позволяет качественно оценить вклад высокоимпульсной компоненты волновой функции дейтрона в T_{20} , учет которой согласуется с поведением спектра протонов в стриппинге дейтрона при $x > 1.7$ и позволяет описать инклюзивный спектр пионов в реакции фрагментации $Dp \rightarrow \pi X$.

4. ПЕРСПЕКТИВЫ ИССЛЕДОВАНИЯ УГЛОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ НАБЛЮДАЕМЫХ

Мы рассмотрели случай фрагментации $Dp \rightarrow \pi X$, где пионы вылетали вперед под нулевым углом. В последнее время группой СФЕРА (ЛВЭ ОИЯИ) проводилось исследование этой реакции при ненулевых углах вылетающих пионов [33]. При этом дейтроны с импульсом $P_D = 8.9$ ГэВ/с фрагментировались в пионы, вылетающие под углом $\vartheta_\pi = 135$ мрад, и измерялась тензорная анализирующая способность дейтрона, A_{YY} (линейно связанная с поляризационной характеристикой

T_{20} в случае $\vartheta_\pi = 0$ мрад, $T_{20} = -\sqrt{2}A_{YY}$, в диапазоне кумулятивного числа $x_C = 0.75 - 1.6$. Планируются измерения A_{YY} и при больших углах ϑ_π , в частности, при угле $\vartheta_\pi = 178$ мрад. Поскольку в этом процессе дейтрон получает от протона импульс, сравнимый с массой дейтрона, то исследование угловых зависимостей поляризационных наблюдаемых позволило бы извлечь новую информацию как о структуре дейтрона на малых межнуклонных расстояниях, так и о механизме реакции. Приведем предсказания наблюдаемой величины A_{YY} в рамках релятивистского импульсного приближения (рис. 1). В случае, когда дейтрон выстроен только по p_D^{YY} -компоненте матрицы плотности (5), тензорная анализирующая способность дейтрона A_{YY} может быть представлена в следующем виде:

$$\rho_{pD}^{\pi} A_{YY} = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \frac{\sqrt{\lambda(p, n)}}{\sqrt{\lambda(p, D)}} [\rho_{pN}^{\pi} \Phi^{(t)}(|\mathbf{q}|)] \left(\frac{1 - 3 \sin^2 \vartheta_{\mathbf{q}} \sin^2 \varphi_{\mathbf{q}}}{2} \right) \frac{m^2 d^3 q}{E_{\mathbf{q}}}, \quad (31)$$

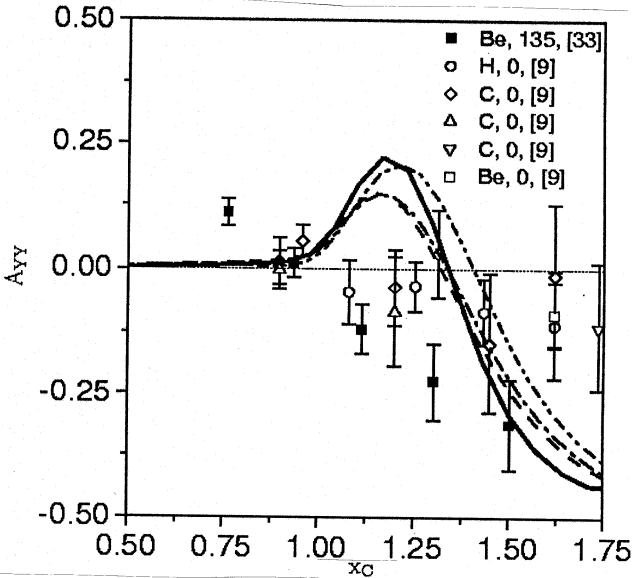


Рис. 10. Угловая зависимость тензорной анализирующей способности A_{YY} реакции фрагментации $Dp \rightarrow \pi^- X$ при $P_D = 9$ ГэВ/с, вычисленной в рамках схемы минимальной релятивизации (СМР) [5, 24] с использованием ВФД Рейда [18]. Сплошная, штриховая, штрихпунктирная кривые и штриховая кривая с двумя точками соответствуют вычислениям при разных значениях угла вылета пиона, $\vartheta_\pi = 0, 135, 178$ и 300 мрад соответственно. Экспериментальные данные взяты из работ [33], $\vartheta_\pi = 135$ мрад, и [9], $\vartheta_\pi = 0$ мрад (получены на различных мишенях: бериллий, кислород и углерод)

отличающемся от выражения (21) для A_{ZZ} только угловой частью под интегралом, и, естественно, изменяется область интегрирования.

Результаты расчета A_{YY} в реакции фрагментации $Dp \rightarrow \pi X$ при $P_D = 8.9$ ГэВ/с в зависимости от угла вылета пионов ϑ_π , полученных в релятивистском импульсном приближении в рамках схемы минимальной релятивизации (СМР) [5, 24] с использованием ВФД Рейда [18], представлены на рис. 10 вместе с имеющимися экспериментальными данными [33]. Из рисунка видно, что релятивистское импульсное приближение не описывает поведение A_{YY} . Отметим, что при ненулевом угле рассеянных пионов сильно возрастает вклад высших, двухступенчатых механизмов реакции [10]. Однако оценки неполосных диаграмм показывают, что их вклады постепенно вымирают при увеличении глубины кумулятивности процесса и главный вклад, по крайней мере в импульсные спектры пионов, дает диаграмма релятивистского импульсного приближения. Однако последняя не описывает имеющиеся экспериментальные данные при больших x_C в рамках только нуклонных степеней свободы.

Исходя из всего вышесказанного, можно заключить, что наиболее благоприятная кинематическая область исследования структуры дейтрона – большие x_C рожденных пионов, а наиболее благоприятная область исследования механизма реакции – большие углы пионов. Поэтому крайне желательно иметь данные об угловой зависимости различных поляризационных характеристик при разной величине кумулятивности x_C .

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подведем итог изложенному в предыдущих разделах.

1. Крайне некорректно использовать нерелятивистскую ВФД при анализе фрагментации дейтрона в адроны, в частности в пионы. Релятивистские эффекты значительны, особенно в кинематической области, соответствующей малым внутридейтронным состояниям или большим x . Подобный вывод следует из поведения инклюзивного спектра пионов, и особенно из поведения тензорной анализирующей способности T_{20} при больших x_C .
2. К настоящему времени не существует единого подхода, учитывающего релятивистские эффекты в дейтроне. Найдена довольно сильная чувствительность к виду релятивистской волновой функции дейтрона такой поляризационной характеристики, как тензорная анализирующая способность T_{20} в реакции $Dp \rightarrow \pi X$ в кинематической области $x \geq 1$.

3. С другой стороны, инклюзивный спектр π -мезонов очень чувствителен к выбору формы вершины $NN \rightarrow \pi X$, в то время как величина T_{20} мало чувствительна к ней. Такой результат может указывать на некую неопределенность теоретических расчетов, связанную с адекватным выбором вершины.
4. Учет ненуклонных степеней свободы в дейтроне позволяет описать имеющиеся экспериментальные данные об инклюзивном спектре пионов, рожденных в исследуемой реакции в рамках релятивистского импульсного приближения во всей кинематической области. Новые интересные экспериментальные данные о T_{20} , показывающие, что она примерно равна нулю при $x \geq 1$, качественно можно понять при довольно простом учете ненуклонных степеней свободы.
5. Невозможность одновременного удовлетворительного описания экспериментальных данных об инклюзивном спектре π -мезонов и T_{20} в реакции фрагментации дейтрона в пионы в кинематической области, запрещенной для их рождения на свободном нуклоне, может послужить стимулом для дальнейшего теоретического и экспериментального изучения поляризационных наблюдаемых в подобных процессах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] A.M. Baldin, Nucl. Phys. **A434**, 695 (1985).
- [2] BCDMS Collaboration, JINR Preprint E1-93-133, Dubna, 1993.
- [3] CCFR Collaboration, Phys. Rev. **D61**, 052003 (2000).
- [4] V. Punjabi, Ch.F. Perdrisat, in: *Proc. of the 3rd International Symposium "Dubna Deuteron-95"*, Dubna, 1995, Ed. by A.M. Baldin (Dubna, 1996), p. 304.
- [5] L.L. Frankfurt, M.I. Strikman, Phys. Rep. **76**, 215 (1981).
- [6] Г.И. Лыкасов, ЭЧАЯ **24**, 59 (1993).
- [7] B. Kuehn, Ch.F. Perdrisat, E.A. Strokovsky, in: *Proc. of the 2nd International Symposium "Dubna Deuteron-93"*, Dubna, 1993, Ed. by A.M. Baldin (Dubna, 1994), p. 31.
- [8] В.В. Буров, В.К. Лукьянов, А.И. Титов, ЯФ **15**, 558 (1984).
- [9] S.V. Afanasiev et al., Nucl. Phys. **A625**, 817 (1997); Phys. Lett. **B445**, 14 (1998); JINR Preprint E2-98-319, Dubna, 1998.
- [10] Н.С. Амелин, Г.И. Лыкасов, ЯФ **33**, 100 (1981).
- [11] P. Bosted et al., Phys. Rev. Lett. **49**, 1380 (1982).
- [12] Л.А. Кондратюк, В.Б. Копелиович, Письма в ЖЭТФ **21**, 88 (1975).
- [13] А.В. Ефремов, А.Б. Кайдалов, В.Т. Ким, Г.И. Лыкасов, Н.В. Славин, ЯФ **47**, 868 (1988).
- [14] В.К. Лукьянов, А.И. Титов, ЯФ **10**, 321 (1979).
- [15] А.В. Ефремов, А.Б. Кайдалов, Г.И. Лыкасов, Н.В. Славин, ЯФ **57**, 874 (1994).
- [16] V.G. Ableev et al., in: *Proc. of the 7th International Conference on Polarization Phenomena in Nuclear Physics, Paris, 1990*, p. 40F.
- [17] M. Lancome et al., Phys. Lett. **B101**, 139 (1981).
- [18] R.V. Reid, Ann. Phys. **50**, 411 (1968).
- [19] R. Machleidt, K. Holinde, Ch. Elster, Phys. Rep. **149**, 1 (1987). R. Machleidt, K. Holinde, Nucl. Phys. **A256**, 479 (1976).

- [20] V.G. Ableev et al., Nucl. Phys. **A393**, 491 (1983); **A411**, 541E (1983); Письма в ЖЭТФ **37**, 233 (1983); **47**, 279 (1988).
- [21] S.G. Bondarenko, V.V. Burov, M. Beyer, S.M. Dorkin, LANL Preprint nucl-th/9606035, 1996.
- [22] W.W. Buck, F. Gross, Phys. Rev. **D20**, 2361 (1979); Phys. Lett. **B63**, 286 (1976).
- [23] L.P. Kaptari, B. Kaempfer., S.M. Dorkin, S.S. Semikh, LANL Preprint nucl-th/9612027, 1996.
- [24] S.J. Brodsky et al., Phys. Rev. **D8**, 4574 (1973). J.B. Kogut, D.E. Soper, Phys. Rev. **D1**, 2901 (1970). S. Weinberg, Phys. Rev. **150**, 1313 (1966).
- [25] L.P. Kaptari, A.Yu. Umnikov, F.C. Khanna, B. Kaempfer, Phys. Lett. **B351**, 400 (1995).
- [26] В.С. Ставинский, ЯФ **10**, 373 (1979).
- [27] В.С. Барашенков, Н.В. Славин, ЭЧАЯ **15**, 997 (1984).
- [28] L.Ya. Glozman, V.G. Neudatchin, I.T. Obukhovskiy, Phys. Rev. **C48**, 389 (1993).
- [29] A.P. Kobushkin, J. Phys. G: Nucl. Phys. **19**, 1993 (1993).
- [30] A.Yu. Umnikov, LANL Preprint nucl-th/9605292, 1996.
- [31] F. Gross, J.W. VanOrden, K. Holinde, Phys. Rev. **C45**, 2094 (1992); **C41**, R1909 (1990).
- [32] C. Itzykson, J.B. Zuber, *Quantum field theory* (McGraw-Hill, 1980).
- [33] S. Afanasiev et al., in: *Proc. of the 13th International Symposium on High Energy Spin Physics, Protvino, 1998*, Ed. by N.E. Tyurin, V.L. Solovianov, S.M. Troshin, A.G. Ufimtsev (World Sci., Singapore, 1999) p. 400.

Рукопись поступила в издательский отдел
10 июля 2001 года.

Илларионов А.Ю., Литвиненко А.Г., Лыкасов Г.И.
Теоретический анализ тензорных анализирующих способностей
в реакции фрагментации дейтронов в пионы

P2-2001-104

В работе приведен детальный анализ процесса фрагментации тензорно-поляризованных дейтронов в пионы в кинематической области, запрещенной для свободного нуклон-нуклонного столкновения. В рамках релятивистского импульсного приближения исследуются инклюзивный спектр пионов и тензорная анализирующая способность T_{20} при использовании различных видов волновой функции дейтрона. Исследуется также влияние P -волновой компоненты дейтрона на эти наблюдаемые. Показана более высокая чувствительность инвариантного спектра к форме элементарного акта $NN \rightarrow \pi X$ по сравнению с T_{20} . Учет ненуклонных степеней свободы в дейтроне позволяет описать пионный спектр во всей кинематической области и не дает удовлетворительного согласия расчетов с новыми экспериментальными данными о T_{20} , что указывает на несовершенство теоретических моделей, исследующих структуру дейтрона на малых расстояниях.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2001

Перевод авторов

Illarionov A.Yu., Litvinenko A.G., Lykasov G.I.
Theoretical Analysis of the Tensor Analyzing Powers
by Deuteron Fragmentation into Pions

P2-2001-104

The fragmentation of tensor-polarized deuterons into cumulative pions emitted in the kinematic region forbidden for free nucleon-nucleon collisions is analyzed. The inclusive relativistic invariant spectrum of pions and the tensor analyzing power T_{20} are investigated within the framework of an impulse approximation using different kinds of the deuteron wave function. The influence of P -wave inclusion in the deuteron wave function is studied, too. The invariant spectrum is shown to be more sensitive to the amplitude of the $NN \rightarrow \pi X$ process than the tensor analyzing power T_{20} . The pion spectrum can be described taking into account non-nucleon degrees of freedom but at the same time it does not allow us to describe the experimental values of T_{20} in the framework of the used approach. This can be regarded as an indication to the imperfection of the theoretical models of deuteron at short distances.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2001

Редактор Е.Ю.Шаталова. Макет Н.А.Киселевой

Подписано в печать 08.08.2001
Формат 60 × 90/16. Офсетная печать. Уч.-изд. л. 2,25
Тираж 425. Заказ 52812. Цена 2 р. 25 к.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Дубна Московской области