

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

С 346.2.9

Д-687

2457/84

P2-84-95

С.М.Доркин, Л.П.Каптарь, А.И.Титов

ГЛУБОКОНЕУПРУГОЕ  
ДЕЙТРОН-ПРОТОННОЕ РАССЕЯНИЕ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1984

## §1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время большой интерес привлекают ядерные реакции, в которых атомным ядрам передается импульс ( $-t = Q^2 > 1 \text{ ГэВ}^2/c^2$ ), значительно превышающий фермиевский импульс нуклонов в ядре. Этот интерес обусловлен, с одной стороны, стремлением понять механизм таких реакций, с другой - выяснить особенности ядерной структуры на малых межнуклонных расстояниях, в частности, проанализировать возможность проявления многокварковых степеней свободы в ядрах и ядерных процессах.

Примером здесь является глубоконеупругое рассеяние релятивистских дейтронов протонами, экспериментально исследованное на синхрофазотроне ОИЯИ /1/. В этих реакциях дейтроны с импульсом  $P_0 = 8,9 \text{ ГэВ}/c$  рассеивались ядрами мишени /водород, углерод.../ под углом  $\theta = 0,103 \text{ рад}$ , так что пространственная часть переданного импульса достигала величины  $q^2 \approx 1,6 \text{ ГэВ}^2/c^2$ . /Здесь  $t = \nu^2 - \vec{q}^2$ ,  $\nu$  - переданная энергия,  $\vec{q}$  - пространственная часть переданного импульса/. Спектры дейтронов имеют четко выраженный пик квазиупругого рассеяния с максимумом в точке  $\vec{q} = \vec{q}_0$ , соответствующей упругому  $dp$ -рассеянию. Было обнаружено, что с ростом  $q^2$  сечение быстро убывает, однако, начиная с  $q^2 \approx 1 \text{ ГэВ}^2/c^2$ , убывание прекращается, и спектры выходят на плато.

Таким образом, из эксперимента видно, что "рыхлая" ядерная система дейтрона с довольно большой вероятностью теряет значительный импульс и при этом не расщепляется на нуклоны. Теоретический анализ этого факта и является целью настоящей работы.

Во втором и третьем параграфах исследуется резонансный механизм реакции, когда в результате многократного рассеяния кварков сталкивающихся частиц в мишени /протоне/ возбуждаются нуклонные резонансы. В §2 мы используем нерелятивистскую кварковую модель нуклонных резонансов. Ее главное достоинство - относительная простота расчета и наглядность получаемых результатов. Поэтому, несмотря на неплохое количественное описание сечений упругого и неупругих эксклюзивных реакций, все же результаты этого параграфа носят в основном методический характер. В §3 в качестве волновых функций нуклонов и нуклонных резонансов используется решение уравнения релятивистского гармонического осциллятора.

Результат расчета приводит практически к тому же выводу, который был получен в §2: вклад резонансного механизма мал. В §4 проведен расчет нерезонансных процессов. При этом предполагается, что основной вклад в сечение дает упругое рассеяние налетающей частицы на кварке мишени, причем проводится суммирование по всем конечным состояниям мишени.

Важным моментом в нашем рассмотрении является задание кварковой структуры дейтрона, в частности, учет шестикварковой примеси в волновой функции дейтрона. В последнее время довольно интенсивно обсуждается вопрос о вероятности примеси многокварковых конфигураций в ядрах, которые играют ведущую роль в реакциях с большой передачей импульса, в частности, в упругом  $ed^{1/2}$  и глубоконеупругом  $\mu A$ -рассеяниях <sup>3,4/</sup>.

## §2. ВОЗБУЖДЕНИЕ РЕЗОНАНСОВ

### 2.1. Механизм взаимодействия

Резонансный механизм глубоконеупругой реакции

$$Ap \rightarrow AX \quad /1/$$

$A = p, d$  /случай  $A = p$  рассматривается для определения основных динамических параметров/ предполагает возбуждение в мишени нуклонных резонансов. Соответствующее дифференциальное сечение имеет вид <sup>5/</sup>:

$$\frac{d^2\sigma}{dt dM_x} = \sum_r \left( \frac{d\sigma_r}{dt} \right) \frac{\Gamma_r / 2\pi}{(M_x - M_r)^2 + \Gamma_r^2 / 4}, \quad /2/$$

где  $d\sigma/dt$  - дифференциальное сечение образования резонанса с массой  $M_r$  и полной шириной  $\Gamma_r$ . Массы  $M_r$  и их ширины  $\Gamma_r$  считаем известными <sup>6/</sup>. Таким образом, задача состоит в расчете дифференциального сечения образования резонансов:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{(2J_A + 1)(2J_p + 1)} \sum \frac{1}{\pi\lambda} |\mathcal{M}_{fi}|^2, \quad /3/$$

где

$$\lambda = (s - (M_A + M_p)^2)(s - (M_A - M_p)^2) = 4M_p^2 P_0^2, \quad /4/$$

а  $s$  - квадрат полной энергии в системе центра масс,  $M_A$  и  $M_p$  - массы налетающей частицы и протона соответственно,  $P_0$  - начальный импульс в лабораторной системе координат. Суммирование в <sup>3/</sup> проводится по начальным и конечным состояниям.

Инвариантная амплитуда  $\mathcal{M}_{fi}$  связана с T-матрицей соотношением:

$$\mathcal{M}_{fi} = \sqrt{M_A M_p M_r} \int d\vec{\rho} e^{i\vec{q}\vec{\rho}} \langle f | T | i \rangle, \quad /5/$$

где  $\rho$  - координата относительного движения ядра  $A$  и протона, а  $\vec{q}$  - переданный импульс:

$$\vec{q} = \vec{P}_A - \vec{P}_A', \quad /6/$$

В рассматриваемых реакциях параллельная составляющая переданного импульса  $q_{||} \sim 1$  ГэВ/с сравнима с перпендикулярной  $/q_{\perp} \sim 1,3$  ГэВ/с/, так что условие применимости теории Глаубера-Ситенко ( $q_{||} \ll q_{\perp}$ ) не выполняется. Поэтому для нахождения  $T_{fi}$  в <sup>5/</sup> будем использовать разложение T-матрицы по кратностям столкновений <sup>7/</sup>

$$T = \sum_{m,n} t_{mn} + \sum_{\substack{m,n \\ r,s}} t_{mn} G_0 t_{rs} + \dots, \quad /7a/$$

$$\mathcal{M}_{fi} = \mathcal{M}_{fi}^{(1)} + \mathcal{M}_{fi}^{(2)} + \dots, \quad /7b/$$

где матричные элементы  $t_{mn}$  определяют рассеяние кварка  $m$  на кварке  $n$ , а функция Грина  $G_0$  описывает состояние системы в промежутках между столкновениями. Естественно предположить, что энергия внутреннего движения кварков в нуклонах много меньше их средней энергии столкновения. Это позволяет использовать функцию Грина свободного движения кварков

$$\langle \vec{k}'_1, \dots, \vec{k}'_n | G_0 | \vec{k}_1, \dots, \vec{k}_n \rangle = - (2\pi)^{3n} \frac{\delta(\vec{k}'_1 - \vec{k}_1) \dots \delta(\vec{k}'_n - \vec{k}_n)}{E(\vec{k}_1 \dots \vec{k}_n) - E_0 - i\epsilon}. \quad /8/$$

В разложении <sup>7/</sup> мы ограничиваемся лишь двумя первыми членами. Проведенный нами численный анализ показал, что это ограничение вполне допустимо, поскольку вклад более высоких кратностей столкновения при  $Q^2 \leq 1,2$  ГэВ/с<sup>2</sup> составляет менее 20%.

Начальное и конечное состояния системы определены как

$$|e\rangle = \Psi_A(\vec{x}_1, \dots, \vec{x}_{3A}) \Psi_e(\vec{y}_1, \vec{y}_2, \vec{y}_3); \quad e = p, r, \quad /9/$$

где  $\vec{x}$  - координаты кварков в налетающей частице  $A$ , а  $\vec{y}$  - в протоне ( $p$ ) и резонансах ( $r$ ). Учитывая <sup>5/</sup>, <sup>7/</sup> и <sup>9/</sup>, а также соотношение  $\vec{\rho} = \vec{z}_{mn} - \vec{x}_m + \vec{y}_n$ , где  $\vec{z}_{mn}$  - координата относительного движения кварков  $m$  и  $n$ , находим амплитуду однократного столкновения:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{fi}^{(1)} &= \sqrt{M_A M_p M_r} \sum_{m,n} \int \Psi_A^*(\vec{x}) \Psi_p^*(\vec{y}) \pi \sqrt{\frac{\lambda(\vec{k}, \vec{\ell})}{m^4 q}} f_{mn}(\vec{q}) \Psi_A(\vec{x}) \times \\ &\times \Psi_r(\vec{y}) e^{-i\vec{q}(\vec{y}_n - \vec{x}_m)} d\vec{q} d\vec{r}_x d\vec{r}_y; \\ d\vec{r}_x &= d\vec{x}_1 \dots d\vec{x}_{3A} \delta\left(\frac{\sum \vec{x}_i}{3A}\right), \end{aligned} \quad /10/$$

где  $m_q$  - масса кварка,  $\lambda_q(\vec{k}, \vec{\ell})$  - кинематический фактор, определяемый по аналогии с /3/, а  $f_{mn}(\vec{q})$  - амплитуда кварк-кваркового рассеяния:

$$f_{mn}(\vec{q}) = \frac{m_q^2}{\pi\sqrt{\lambda}} \int t_{mn}(\vec{z}) e^{i\vec{q}\vec{z}} d\vec{z}, \quad /11/$$

связанная с сечением упругого рассеяния соотношением

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{qq} = \pi |f_{qq}|^2. \quad /12/$$

В /9/  $\lambda_q$  - плавная функция, ее среднее значение  $\lambda_q = \frac{m_q^2}{M_A M_P}$  можно вынести за знак интеграла. Тогда /9/ упрощается:

$$\frac{1}{\sqrt{\pi\lambda}} \mathcal{M}_{fi}^{(1)} = \sqrt{\frac{\pi M_P}{M_P}} \langle f | \sum_{m,n} f_{mn}(\vec{q}) e^{i\vec{q}(\vec{x}_m - \vec{y}_n)} | i \rangle. \quad /13/$$

Далее, используя явный вид функции Грина /8/ и соотношение:

$$E(\vec{k}_1 + \vec{q}, \vec{k}_2, \dots, \vec{\ell}_1 - \vec{q}, \dots) - E(\vec{k}_1, \dots, \vec{\ell}_1, \dots) = \frac{\sqrt{\lambda} q_{1\parallel}}{2M_P E_A}; \quad q_{\parallel} = \frac{\vec{q} \vec{P}_A}{P_A}, \quad /14/$$

находим амплитуду двухкратного рассеяния:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sqrt{\pi\lambda}} \mathcal{M}_{fi}^{(2)} &= \sqrt{\frac{\pi M_P}{M_P}} \langle f | \frac{1}{(2\pi)^2} \sum_{r,s} \int d\vec{q}_1 d\vec{q}_2 \delta(\vec{q} - \vec{q}_1 - \vec{q}_2) \times \\ &\times f_{mn}(\vec{q}_1) f_{rs}(\vec{q}_2) \left[ \frac{1}{q_{1\parallel} - i\epsilon} + \frac{1}{q_{2\parallel} - i\epsilon} \right] e^{i\vec{q}_1(\vec{x}_m - \vec{y}_n) + i\vec{q}_2(\vec{x}_r - \vec{y}_s)} | i \rangle. \end{aligned} \quad /15/$$

Формулы /3/, /13/, /15/ определяют сечение образования резонанса:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{\pi\lambda} \sum |\mathcal{M}_{fi}^{(1)} + \mathcal{M}_{fi}^{(2)}|^2. \quad /16/$$

Для вычисления  $d\sigma/dt$  необходимо задать кварковые волновые функции /9/ и амплитуды  $qq$ -взаимодействия  $f_{qq}(\vec{q})$ .

## 2.2. Волновые функции нуклонных резонансов

Кварковые волновые функции нуклонов и их резонансов строим обычным образом /8,9/:

$$\Psi = \phi^s(\vec{x}, s, T) \phi^a(c). \quad /17/$$

где  $\phi^a$  - антисимметричная по перестановке кварков цветная часть, а  $\phi^s(\vec{x}, s, T)$  - симметричная функция, зависящая от координат кварков, их спинов и изоспинов. Ниже мы приводим волновые функции тех резонансов, которые дают вклад в сечение области  $1,45 \leq M_x \leq 1,7$  ГэВ/с<sup>2</sup>. При этом ограничимся переходами без изменения изоспина, предполагая, как обычно, что соответствующие члены в амплитуде кварк-кваркового взаимодействия малы.

$$\phi_{\frac{1}{2}M}^s(940) = R_{100}^s(\vec{x}) \Phi_{M\frac{1}{2}}^{s\frac{1}{2}\frac{1}{2}}, \quad /18a/$$

$$\phi_{\frac{1}{2}M}^s(1470) = R_{100}^s(\vec{x}) \Phi_{M\frac{1}{2}}^{s\frac{1}{2}\frac{1}{2}}, \quad /18б/$$

$$\phi_{\frac{3}{2}M}^s(1520) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\mu,\nu} (1\mu\frac{1}{2}\nu | \frac{3}{2}M) [R_{11\mu}^a(\vec{x}) \Phi_{\nu\frac{1}{2}}^{a\frac{1}{2}\frac{1}{2}} + R_{11\mu}^\beta(\vec{x}) \Phi_{\nu\frac{1}{2}}^{\beta\frac{1}{2}\frac{1}{2}}],$$

$$\phi_{\frac{1}{2}M}^s(1535) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\mu,\nu} (1\mu\frac{1}{2}\nu | \frac{1}{2}M) [R_{11\mu}^a(\vec{x}) \Phi_{\nu\frac{1}{2}}^{a\frac{1}{2}\frac{1}{2}} + R_{11\mu}^\beta(\vec{x}) \Phi_{\nu\frac{1}{2}}^{\beta\frac{1}{2}\frac{1}{2}}], \quad /18г/$$

$$\phi_{\frac{5}{2}M}^s(1690) = \sum_{\mu,\nu} (2\mu\frac{1}{2}\nu | \frac{5}{2}M) R_{12\mu}^s(\vec{x}) \Phi_{\nu\frac{1}{2}}^{s\frac{1}{2}\frac{1}{2}}. \quad /18д/$$

Здесь  $\Phi_{\sigma r}^{y s T}$  - спин-изоспиновая функция,  $\sigma$  и  $r$  - проекции спина и изоспина соответственно,  $y = s, a, \beta$  означает тип перестановочной симметрии относительно спин-изоспиновых переменных;  $s$  соответствует полной симметрии,  $a$  и  $\beta$  - смешанной /8/,  $R_{n\ell\mu}$  - осцилляторные волновые функции, которые в собственной системе координат имеют вид

$$R_{000}^s(\vec{x}) = \left(\frac{\omega}{6}\right)^{\frac{3}{2}} (3\sqrt{3}\pi^3)^{-\frac{1}{2}} e^{-\frac{\omega}{12}(x_1^2 + x_2^2 + x_3^2)}, \quad /19a/$$

$$R_{100}^s(\vec{x}) = \left(\frac{\omega}{6}\right)^{\frac{3}{2}} (9\sqrt{3}\pi^3)^{-\frac{1}{2}} [3 - \frac{\omega}{6}(x_1^2 + x_2^2 + x_3^2)] e^{-\frac{\omega}{12}(x_1^2 + x_2^2 + x_3^2)}, \quad /19б/$$

$$R_{11\mu}^a(\vec{x}) = \left(\frac{\omega}{6}\right)^2 (3\sqrt{3}\pi^3)^{-\frac{1}{2}} (\vec{x}_1 - \vec{x}_2)_\mu e^{-\frac{\omega}{12}(x_1^2 + x_2^2 + x_3^2)}, \quad /19в/$$

$$R_{11\mu}^\beta(\vec{x}) = \left(\frac{\omega}{6}\right)^2 (9\sqrt{3}\pi^3)^{-\frac{1}{2}} (\vec{x}_1 + \vec{x}_2 - 2\vec{x}_3)_\mu e^{-\frac{\omega}{12}(x_1^2 + x_2^2 + x_3^2)}, \quad /19г/$$

$$R_{12\mu}^s(\vec{x}) = \left(\frac{\omega}{6}\right)^{\frac{5}{2}} \left(\frac{45\sqrt{3}\pi^2}{8}\right)^{-\frac{1}{2}} \sum_{j=1}^3 x_j^2 y_{2\mu}(x_j) e^{-\frac{\omega}{12}(x_1^2 + x_2^2 + x_3^2)}, \quad /19д/$$

где  $x_1$  - координаты кварков. Осцилляторный параметр  $\omega$  в расчетах брался равным  $1/\text{ГэВ}/\text{с}^2$ .

### 2.3. Амплитуда кварк-кваркового взаимодействия

В амплитуде кварк-кваркового взаимодействия, состоящей в общем случае из восьми инвариантов, мы оставляем лишь два наиболее существенных в рассматриваемой области переданных импульса /10/

$$f_{ij}(\vec{q}) = \hat{A}(q^2) + iqb\hat{B}(q^2)(\vec{\sigma}_i + \vec{\sigma}_j) \cdot \vec{n}, \quad /20/$$

где  $\sigma_{i,j}$  - спиновые матрицы Паули  $\vec{n} = [\vec{P}_A \times \vec{P}'_A] / P_A P'_A \sin\theta$ , а  $\hat{A}(q^2)$  и  $\hat{B}(q^2)$  имеют вид:

$$\begin{Bmatrix} \hat{A} \\ \hat{B} \end{Bmatrix} = \frac{\begin{Bmatrix} A \\ B \end{Bmatrix}}{4\pi} (i + \alpha_{qq}) e^{-\frac{q^2}{2} \begin{Bmatrix} a^2 \\ b^2 \end{Bmatrix}} \quad /21/$$

Амплитуда /20/ не содержит цветовых переменных, и в этом смысле не является хромодинамической, а соответствует модели составных кварков. Использование такого варианта теории представляется вполне разумным в области, далекой от асимптотической свободы / $q^2 \sim 1,5 \text{ ГэВ}^2/c^2$ /. Цветовые же переменные учтены в структуре волновых функций.

Параметры, входящие в /21/, определяются из сравнения с экспериментом: параметры  $\alpha_{qq}$ ,  $A$  и  $a^2$  - из упругого  $pp$ -рассеяния,  $B$  и  $b$  - из реакции  $pp \rightarrow pN(1520)$  /10/ и равны:  $\alpha_{qq} = -0,47$ ,  $\text{Re}a^2 = 4,3 / \text{ГэВ}/c^{-2}$ ,  $\text{Im}a^2 = 6 / \text{ГэВ}/c^{-2}$ ,  $\text{Re}b^2 = 0,2 / \text{ГэВ}/c^{-2}$ ,  $\text{Im}b^2 = 0$ ,  $B = 8,5 / \text{ГэВ}/c^{-2}$ .

На рис.1 приведен расчет и дано сравнение с экспериментом реакции  $pp \rightarrow pX$  /кривая 1/. В расчете, выполненном по формулам /2/, /16/ учитывались возбуждения четырех резонансов  $N_{1470}$ ,  $N_{1520}$ ,  $N_{1535}$ ,  $N_{1690}$ . Из рисунка видно систематическое расхождение теории и эксперимента, обусловленное вкладом нерезонансных фоновых процессов.

### 2.4. Глубоконеупругое $dp$ -рассеяние

Формулы /2/-/15/ пригодны для расчета глубоконеупругих реакций с произвольными сложными частицами. Необходимо лишь задать кварковые волновые функции налетающих частиц. В случае  $dp = dX$  реакций это волновые функции дейтрона.

В общем случае кварковая волновая функция дейтрона может быть представлена в виде разложения

$$\Psi = \sum c_k \Psi_k \quad /22/$$

по многокварковому базису  $\{\Psi_k\}$ . Однако на практике такое представление  $\Psi$  малоприспособлено, поскольку микроскопический кварк-квар-

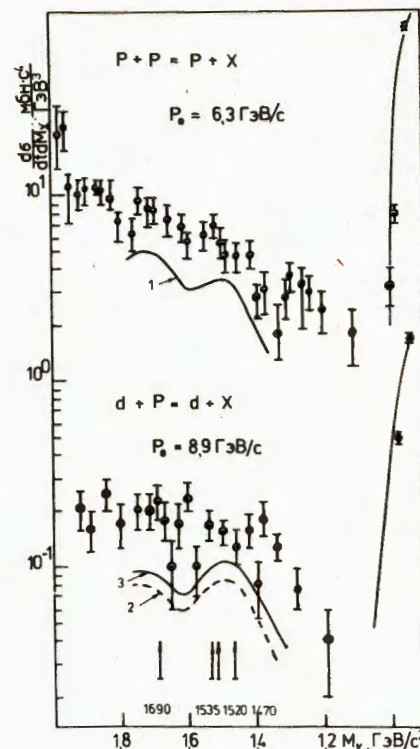


Рис.1. Расчет и сравнение с экспериментальными данными дифференциального сечения  $Ap \rightarrow Ax$  реакций: кривая 1 - реакция  $pp \rightarrow pX$ , кривая 2 - реакция  $dp \rightarrow dX$  без учета  $6q$ -конфигураций, кривая 3 -  $dp \rightarrow dX$  с учетом 5% вклада  $6q$ -конфигурации в дейтроне.

ковый потенциал известен лишь в области малых пространственных размеров многокварковых систем, и вопрос об амплитудах  $c_k$  остается открытым. Поэтому в конкретных расчетах волновую функцию дейтрона выбирают в виде /11/

$$\Psi = c_0 \hat{A}(\Phi_n \Phi_p \Psi_{np}) + \sum c_k \Psi_k, \quad /23/$$

где  $\Psi_k$  - волновые функции шестикварковых конфигураций,  $\Psi_{np}$  - функция относительного движения нуклонов - трехкварковых кластеров, которые, в свою очередь, описываются антисимметричными функциями  $\Phi_n$  и  $\Phi_p$ , а  $\hat{A}$  - оператор антисимметризации, имеющий вид

$$\hat{A} = \frac{1}{\sqrt{10}} (1 - \sum_{\substack{i=1,2,3 \\ j=4,5,6}} P_{ij}), \quad /24/$$

где  $P_{ij}$  - оператор перестановки кварков  $i$  и  $j$  из разных нуклонов.

Первое слагаемое в /22/ описывает волновую функцию дейтрона на больших расстояниях  $r \geq 0,5 \text{ Фм}$ , второе - на малых.  $\Psi_{np}$  в /23/ имеет вид:

$$\Psi_{np}^M = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \frac{u(r)}{r} \chi_{1M} + \frac{w(r)}{r} \sum (2m_{1\mu} | 1M) Y_{2m}(\hat{r}) \chi_{1\mu}, \quad /25/$$

где  $M$  - проекция полного момента  $J = 1$ ,  $u(r)$  и  $w(r)$  - радиальные волновые функции  $S$  и  $D$ -состояний

$$\chi_{1\mu} = \sum (\frac{1}{2} \sigma_1 \frac{1}{2} \sigma_2 | 1\mu) (\frac{1}{2} r_1 \frac{1}{2} r_2 | 00) \Phi_{\sigma_1 r_1}^{\frac{1}{2} \frac{1}{2}} \Phi_{\sigma_2 r_2}^{\frac{1}{2} \frac{1}{2}}, \quad /26/$$

где  $\Phi_{\sigma r}^{sT}$  - симметричные спин-изоспиновые функции нуклона;

$\Phi_n$  и  $\Phi_p$  в /23/ в соответствии с /17/ и /18а/ имеют вид:

$$\Phi_{n,p} = R_{000}^s(\vec{x}) \phi^a(c). \quad /27/$$

Для шестикварковых примесей - второе слагаемое в /23/ - мы ограничимся лишь простейшей конфигурацией с кварками в S-состоянии, ее волновая функция имеет вид:

$$\Psi_{q^6}^M = \left(\frac{\omega}{6}\right)^{\frac{15}{4}} (\theta\pi^5)^{-\frac{3}{4}} e^{-\frac{\omega}{12} \sum_{i>j} (\vec{x}_i - \vec{x}_j)^2} \cdot \Psi^{свт}, \quad /28/$$

где

$$\Psi_M^{свт} = \frac{3}{\sqrt{10}} \hat{A} \{ \phi_n^a(c) \phi_p^a(c) \chi_{1M} \}. \quad /29/$$

Величина  $c_1^2$  из анализа ряда экспериментальных данных /11-13/ колеблется от 0,02 до 0,07. Мы выбираем  $c_1^2 = 0,05$ . Заметим, что слагаемые в /23/ не являются ортогональными, в силу чего  $c_0^2 + c_1^2 \neq 1$ . Однако эти функции можно ортогонализировать, такая процедура приведет лишь к несущественной перенормировке вклада шестикварковых состояний /11/.

Выбор волновой функции дейтрона решает задачу о вычислении сечения  $d\sigma \rightarrow dX$  реакции. Получаемые в общем случае выражения весьма громоздки, и хотя полный расчет и сравнение с экспериментом были выполнены с учетом двухкратных столкновений, здесь же для простоты мы приводим основные формулы только для однократного рассеяния. Для этого произведем в формуле /1/ замену:

$$|3S_p|^2 \rightarrow |6S_d|^2, \quad /30/$$

где

$$|S_d|^2 = \frac{1}{3} \sum_{MM'} |\langle \Psi_M | e^{iqx} | \Psi_{M'} \rangle|^2 = |F_c^1 + F_c^{exch} + c_1^2 F_{6q} + 2c_1 F_{int}|^2 + |F_Q^1 + F_Q^{exch}|^2. \quad /31/$$

В /31/  $F_{c,Q}^1$  - обычные зарядовый и квадрупольный формфакторы дейтрона,  $F_{c,Q}^{exch}$  - их обменные части,  $F_{int}$  - интерференционный член,  $F_{6q}$  - вклад, обусловленный шестикварковой конфигурацией:

$$F_c^1 = F_0(\xi) \int dr j_0\left(\frac{qr}{2}\right) (u^2 + w^2), \quad /32a/$$

$$F_Q^1 = F_0(\xi) \int dr j_2\left(\frac{qr}{2}\right) (2uw - \frac{w^2}{\sqrt{2}}), \quad /32б/$$

$$F_c^{exch} = g \left\{ F_0\left(\frac{1}{2}\xi\right) \frac{1}{3} [I_{00}^{0(+)}(q) + I_{22}^{0(+)}(q)] + F_0\left(\frac{3}{4}\xi\right) [I_{00}^{0(-)}(q) + I_{22}^{0(-)}(q)] \right\}, \quad /32в/$$

$$F_Q^{exch} = g \left\{ \frac{1}{3} F_0\left(\frac{1}{2}\xi\right) [2I_{20}^{2(+)}(q) - \frac{1}{\sqrt{2}} I_{22}^{2(+)}(q)] + \frac{2}{3} F_0\left(\frac{3}{4}\xi\right) [2I_{20}^{2(-)}(q) - \frac{1}{\sqrt{2}} I_{22}^{2(-)}(q)] \right\}, \quad /32г/$$

$$F_0(\xi) = \exp(-\xi^2); \quad \xi = q^2/\omega,$$

$g = \frac{3}{64} \left(\frac{\omega}{2\pi}\right)^{3/2}$ , а обменные интегралы  $I$  даются формулой:

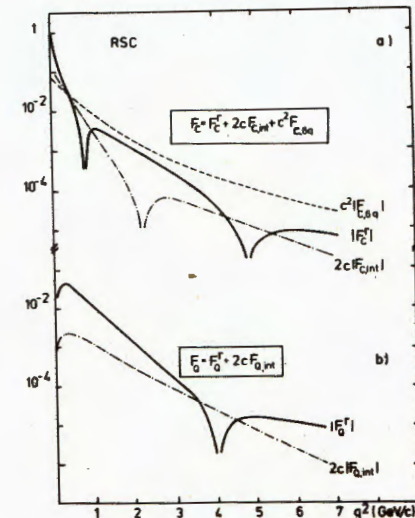
$$I_{LL'}^{\ell(\pm)}(q) = 4\pi \sum_{\ell_1 \ell_2 \lambda} (2\lambda + 1) \sqrt{\frac{(2\ell_1 + 1)(2\ell_2 + 1)(2\ell + 1)}{2\lambda + 1}} (\pm i)^{\ell_1 - \ell_2} \left\{ \begin{matrix} \ell_2 \lambda L \\ L' \ell \ell_1 \end{matrix} \right\} \times \\ \times (\ell_1 0 \lambda 0 | L' 0) (\ell_2 0 \lambda 0 | L 0) (\ell 0 \ell_2 0 | \ell_1 0) \times \quad /33/$$

$$\times \int dr dr' r r' \phi_L(r) \phi_{L'}(r') e^{-\frac{5}{32}(r^2 + r'^2)} j_{\ell_1}\left(\frac{3}{4}qr\right) j_{\ell_2}\left(\frac{3}{4}qr'\right) i_{\lambda}\left(\frac{3\omega}{16}r r'\right).$$

В /32/-/33/  $j_{\ell}$  - сферические функции Бесселя,  $i_{\lambda}$  - сферические функции Бесселя мнимого аргумента,  $\phi_0 = u$ ,  $\phi_2 = w$

$$F_{int}(q^2) = \langle \hat{A}(\Phi_n \Phi_p \Psi_{np}) | e^{iqx} | \Psi_{q^6} \rangle, \quad /34/$$

$$F_{6q} = e^{-\frac{5}{24} \frac{q^2}{\omega}}. \quad /35/$$



Для расчета  $S_d$  использовались волновые функции Рейда с мягким кором /14/. Относительные вклады каждого слагаемого в /31/ показаны на рис.2. На рис.1 приведен результат расчета глубоконеупругой  $d\sigma \rightarrow dX$  реакции с возбуждением в мишени  $N_{1470}$ ,  $N_{1520}$ ,  $N_{1535}$  и  $N_{1690}$  -резонансов /кривая 2/. Включение  $q^6$  конфигурации /кривая 3/ в дейтроне несколько увеличивает сечение, однако и в этом случае остается большое систематическое расхождение между теорией и экспериментом.

Рис.2. Вклад различных слагаемых в зарядовый /а/ и квадрупольный /б/ формфакторы дейтрона.

### §3. ВОЛНОВЫЕ ФУНКЦИИ РЕЗОНАНСОВ В МОДЕЛИ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ГАРМОНИЧЕСКОГО ОСЦИЛЛЯТОРА

Посмотрим, как изменятся полученные результаты, если вместо нерелятивистских волновых функции нуклонов и нуклонных резонансов использовать релятивистские. При этом мы ограничимся рассмотрением лишь одного  $N_{1690}$  резонанса, что оказывается достаточным для выявления основных закономерностей, к которым приводит данная релятивизация. Общая структура матричных элементов не меняется. Так, в приближении однократного кварк-кваркового рассеяния амплитуда  $pp \rightarrow pN^*$  имеет вид:

$$\frac{1}{\sqrt{\pi\lambda}} \mathcal{M}_{fi}^{(1)} = \sqrt{\frac{\pi M_{N^*}}{M}} g S_{pp}(q) S_{pN^*}(q). \quad /36/$$

Формфакторы  $S_{pp}(q)$  и  $S_{pN^*}(q)$  определяются выражениями:

$$S_{pp}(q) = \langle \Psi_p | e^{iqx} | \Psi_p \rangle, \quad /37/$$

$$S_{pN^*}(q) = \langle \Psi_{N^*} | e^{-iqx} f_{qq}(q^2) | \Psi_p \rangle, \quad /38/$$

где  $f_{qq}(q^2)$  - амплитуда кварк-кваркового взаимодействия,  $\Psi_p$ ,  $\Psi_{N^*}$  - волновые функции протона и резонанса, которые в модели релятивистского гармонического осциллятора имеют вид <sup>/15/</sup>:

$$R_p(\xi_1, \xi_2) = \left(\frac{\omega}{\pi}\right)^2 e^{-\frac{\omega}{2} \sum_{i=1}^2 K_{\mu\nu} \xi_\mu^{(i)} \xi_\nu^{(i)}}; \quad K_{\mu\nu} = g_{\mu\nu} - \frac{4}{\Lambda} (P_\mu P_\nu)^2, \quad /39/$$

$$R_{N(1690)}^\mu(\xi_1, \xi_2) = \text{const } W_-^{2-\mu} A_+ R_p(\xi_1, \xi_2), \quad /40/$$

где  $g_{\mu\nu}$  - метрический тензор,  $P_\mu$  - 4-импульс нуклона и резонанса,  $\omega$  и  $\Lambda$  - осцилляторный и массовый параметры соответственно,  $W_-^{L-L_z} A_+^{L/2}$  - оператор рождения состояния релятивистского гармонического осциллятора с угловым моментом  $L$  и его проекцией  $L_z$  /подробнее см. приложение <sup>/15/</sup>/,  $\xi_1, \xi_2$  - 4-координаты Якоби:

$$\xi_1 = \frac{1}{\delta} (x_2 + x_3 - 2x_1), \quad \xi_2 = \frac{1}{2\sqrt{3}} (x_3 - x_2). \quad /41/$$

Спин-изоспиновые и цветовые волновые функции предполагаются теми же, что и в нерелятивистском случае <sup>/16/</sup>. Параметры  $\omega$  и  $\Lambda$  определяются из сравнения с экспериментом электромагнитного формфактора протона, который в нашем случае имеет вид:

$$S_p = \frac{1}{(1 + Q^2/\Lambda)^2} e^{-\frac{Q^2}{\omega} \cdot \frac{1}{1 + Q^2/\Lambda}} \quad /42/$$

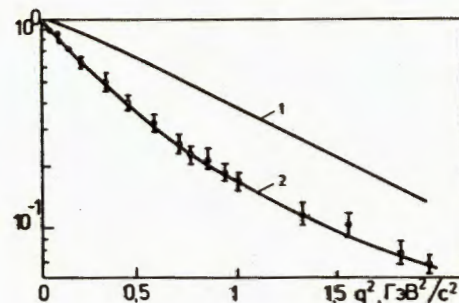


Рис.3. Расчет формфактора протона по нерелятивистской /кривая 1/ и релятивистской формуле /кривая 2/ и сравнение с экспериментом.

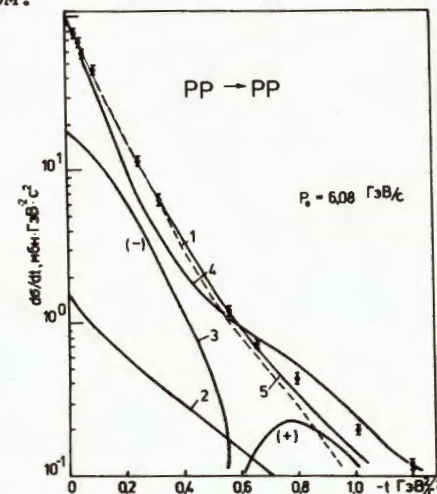


Рис.4. Расчет и сравнение с экспериментом дифференциального сечения упругого  $pp$ -рассеяния. Кривая 1 - вклад однократного столкновения, кривая 2 - двухкратного, кривая 3 - вклад интерференции, кривая 4 - суммарный вклад. Кривая 5 соответствует расчету по нерелятивистским формулам.

На рис.3 приведен расчет формфактора протона по формуле /42/ с параметрами  $\omega = 1 \text{ ГэВ}^2/c^2$ ,  $\Lambda = 1,2 \text{ ГэВ}^2/c^2$ ; там же приведен расчет по нерелятивистской формуле. Видно, что релятивистский формфактор хорошо описывает эксперимент <sup>/17/</sup> в широкой области  $Q^2$ , в то время как нерелятивистский расчет приводит к сильному расхождению с экспериментом, которое не удастся устранить изменением параметра  $\omega$ .

Параметры амплитуды кварк-кваркового взаимодействия определяются из согласия с экспериментом по упругому  $pp$ -рассеянию. Формфактор, рассчитанный с релятивистскими функциями, имеет больший наклон по сравнению с нерелятивистским случаем, что приведет к изменению параметра наклона амплитуды  $f_{qq}$ .

На рис.4 приведен расчет и сравнение с экспериментом дифференциального сечения упругого  $pp$ -рассеяния. Кривая 1 - результат расчета вклада однократного кварк-кваркового рассеяния, кривая 2 - двухкратного, кривая 3 - вклад интерференции одно- и двухкратного рассеяний, кривая 4 - суммарный вклад. Для сравнения на рис.4 приведен и нерелятивистский расчет /кривая 5/. Параметры амплитуды  $f_{qq}$  приведены в таблице. В ней же даны экспериментальные и теоретические значения  $\alpha_{pp}$  и  $(\frac{d\sigma}{dt})_0$  соответственно.

На рис.5 приведен пример расчета и сравнения с экспериментом сечения реакции  $pp \rightarrow pN(1690)$  <sup>/18/</sup>. Эта реакция необходима нам для определения параметра  $\Lambda_N$  в /40/. Экспериментальные данные при

Параметры амплитуды кварк-кваркового взаимодействия

$\alpha_{qq}$	$A$ /ГэВ/с/ <sup>-2</sup>	$\text{Re}a^2$ /ГэВ/с/ <sup>-2</sup>	$\text{Im}a^2$ /ГэВ/с/ <sup>-2</sup>	$\alpha_{pp}$ эксп.	$\alpha_{pp}$ теор.	$(d\sigma/dt)_0$ эксп.	$(d\sigma/dt)_0$ теор.
						мб с <sup>2</sup> ГэВ <sup>-2</sup>	мб с <sup>2</sup> ГэВ <sup>-2</sup>
-0,25	8,5	0,2	16,0	-0,38	-0,38	108±2	106

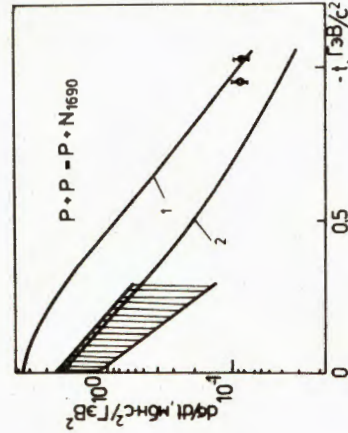


Рис.5. Результат расчета дифференциального сечения образования резонанса N<sub>1690</sub> в pp-реакции по нерелятивистской формуле /кривая 1/ и релятивистской /кривая 2/ и сравнение с экспериментом.

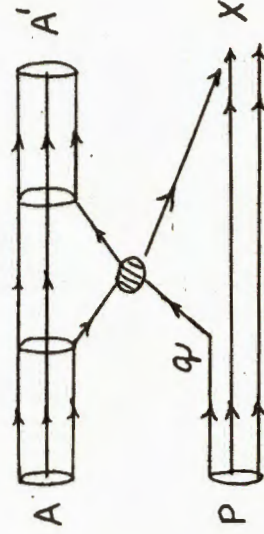


Рис.6. Кварк-партоновый механизм глубоконеупругой  $Ap \rightarrow AX$ -реакции.

малых  $|t|$  содержат большие ошибки, соответствующий разброс экспериментальных данных изображен на рис.5 заштрихованной областью.

В глубоконеупругое  $pp \rightarrow pX$  ( $dp \rightarrow dX$ ) -рассеяние основной вклад дает область  $-t \approx 0,4 \text{ ГэВ}^2/c^2$  / $-t \approx 0,8 \text{ ГэВ} / c$ /. К сожалению, экспериментальных данных в этой области  $-t$  нет. Поэтому параметр  $\Lambda_N$  находим из согласия с экспериментом в области малых значений  $-t$ ;  $\Lambda_N = 1,8 \text{ ГэВ}^2/c^2$ . Это означает, что наш расчет, учитывающий только одно- и двухкратные кварк-кварковые столкновения, при больших  $-t$  / $-t \geq 1 \text{ ГэВ}^2/c^2$ / даст несколько заниженный результат /кривая 1 на рис.5/. В противовес этому, нерелятивистский расчет, в котором эффективные параметры определялись из согласия с экспериментом в области больших  $-t$ ;  $-t \geq 1,2 \text{ ГэВ}^2/c^2$  - кривая 2, в области  $-t: 0,4-0,8$  даст несколько завышенный результат /18/. Таким образом, релятивистский расчет дает нам оценку снизу, а нерелятивистский - сверху.

Расчет  $pp \rightarrow pX$  реакции в области возбуждения резонанса N(1690), т.е. при  $M_X \approx 1,7 \text{ ГэВ}/c^2$ , соответственно с релятивистскими и нерелятивистскими волновыми функциями приводит к величинам  $\int \text{мбн} \cdot \text{с}^4/\text{ГэВ}^3$ :  $(d^2\sigma/dtdM_X)_{\text{рел.}} = 3,1$ ,  $(d^2\sigma/dtdM_X)_{\text{нерел.}} = 5,0$ . Экспериментальное значение  $(d^2\sigma/dtdM_X)_{\text{эксп.}} \approx 1,8$ . Соответствующие значения для  $dp \rightarrow dX$  реакции равны:  $(d^2\sigma/dtdM_X)_{\text{рел.}} = 6,5 \times 10^{-2}$ ;  $(d^2\sigma/dtdM_X)_{\text{нерел.}} = 8 \times 10^{-2}$ ;  $(d^2\sigma/dtdM_X)_{\text{эксп.}} = (2 \pm 0,9) \cdot 10^{-1}$ .

Таким образом, мы видим, что вклад резонансного механизма мал и составляет менее сорока процентов от полного сечения.

#### §4. ВКЛАД НЕРЕЗОНАНСНЫХ ПРОЦЕССОВ

Рассмотрим теперь глубоконеупругое  $Ap \rightarrow AX$  ( $A = p, d$ ) рассеяние в кварк-партоновой модели взаимодействия элементарных частиц. Будем считать, что основной вклад дает процесс упругого рассеяния частицы A кварками мишени, т.е. протона, как это показано на диаграмме рис.6. Следуя традиционным правилам кварк-партоновой модели /19/, находим сечение этого процесса:

$$\frac{d^2\sigma}{dt dM_X} = \frac{dx}{dM_X} \cdot \left( \frac{d\sigma}{dt} \right)_{Aq} \cdot q(x, Q^2), \quad /43/$$

где  $(d\sigma/dt)_{Aq}$  - сечение упругого рассеяния кварка i с налетающей частицей A, x - бьеркеновская масштабная переменная  $x = Q^2/2M\nu$ , где  $\nu = E_A - E_{A'}$  - передача энергии, связанная с  $M_X$  соотношением:

$$x = \frac{1}{1 + (M_X^2 - M^2)/Q^2}, \quad /44/$$



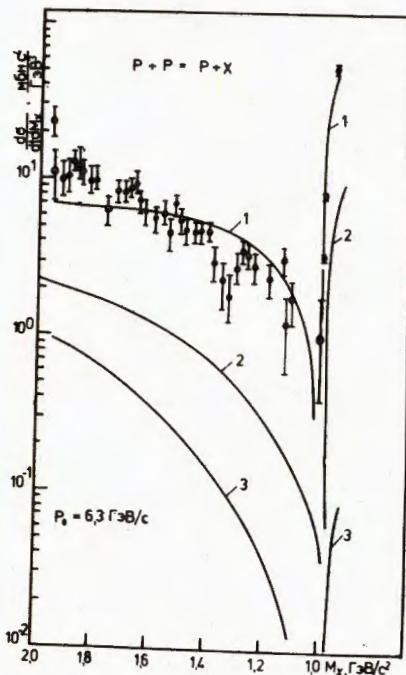
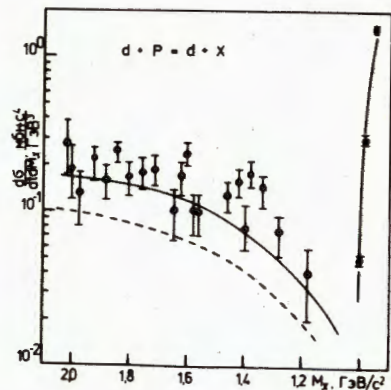


Рис.7. Результат расчета дифференциального сечения  $pp \rightarrow pX$  реакции по формулам /43/-/46/ при начальном импульсе  $P_0 = 6,3$  ГэВ/с. Кривая 1 и экспериментальные данные соответствуют углу рассеяния  $\theta = 0,103$  рад. Кривые 2 и 3 - предсказательные и рассчитаны для углов рассеяния  $\theta = 0,139$  рад и  $\theta = 0,2$  рад соответственно.

Рис.8. Расчет и сравнение с экспериментальными данными дифференциального сечения  $dp \rightarrow dX$  -реакции. Кривая 1 - без учета  $\theta q$  конфигураций в дейтроне, кривая 2 - с учетом 5% вклада  $\theta q$ -конфигураций в дейтроне.



$q(x, Q)$  - импульсное распределение партонов. Сечение  $(d\sigma/dt)_{Aq}$  в приближении однократного рассеяния имеет вид:

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{Aq} = \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{qq} |3AS_A(q)|^2, \quad /45/$$

где  $(d\sigma/dt)_{qq}$  - сечение упругого кварк-кваркового рассеяния, которое было найдено в §3,  $S_A(q)$  - формфактор, определенный формулой /42/,  $A$  - атомный вес ядра  $A$ .

В качестве  $q(x, Q^2)$  будем использовать кварковые распределения, найденные из обработки глубоконеупругого  $\mu p$ -рассеяния

$$q(x, Q^2) = \sum_{u, \bar{u}, s, \bar{s}} q = (1-x)^8 x^{-1/2} (2,2 + 1,2(1-x)) + 0,18x^{-1} (1-x)^7. \quad /46/$$

Эти распределения получены при относительно больших  $Q^2 / Q^2 \geq 3$  ГэВ<sup>2</sup>/с<sup>2</sup>), когда в структурных функциях уже пропадает резонансная структура. Поэтому сечение  $Ap \rightarrow AX$  реакции, рассчитанное по формуле /45/ с использованием /46/, также не будет содержать резонансной структуры. Использование таких плавных распределений в резонансной области  $/Q^2 \sim 1$  ГэВ<sup>2</sup>/с<sup>2</sup>/ означает, что в силу соображений дуальности /20/ результат расчета является суммой усредненных резонансных и нерезонансных процессов. Распределения /4.39/ не содержат  $Q^2$  зависимости. В принципе ее можно учесть /4/. Однако, ввиду того, что в  $pp \rightarrow pX$  ( $dp \rightarrow dX$ ) реакциях области  $1,2 \leq M_x \leq 1,7$  /ГэВ/ с<sup>2</sup>/ соответствует область  $0,16 \leq x \leq 0,4 / 0,29 \leq x \leq 0,60$  /, где  $Q^2$ -зависимость  $q(x, Q^2)$  слаба /2/. Поэтому использование /46/ представляется вполне достаточным. Формула /46/ не учитывает вклада глюонов. Действительно, поскольку функция распределения глюонов ограничена областью малых  $x < 0,2$  /21/, то в рассматриваемых реакциях их вкладом можно пренебречь. Результат расчета сечения  $pp \rightarrow pX$  -реакции приведен на рис.7. Экспериментальные данные получены при начальном импульсе  $P_0 = 6,3$  ГэВ/с и угле рассеяния  $\theta = 0,103$  рад. Видно хорошее согласие с экспериментом. Небольшое расхождение в области  $M_x \approx 1,7$  ГэВ/с<sup>2</sup> /  $x = 0,16$  / можно объяснить вкладом глюонов. Кривые 2 и 3 рассчитаны соответственно при  $\theta = 0,139$  рад и  $\theta = 0,2$  рад и носят предсказательный характер. На рис.8 приведен расчет сечения  $dp \rightarrow dX$  реакции. Кривая 1 - расчет без учета примеси шестикваркового состояния в дейтроне, кривая 2 - с учетом. Видно, что учет шестикварковой примеси приводит к улучшению согласия с экспериментом.

## §5. ВЫВОДЫ

Итак, анализ глубоконеупругого  $Ap \rightarrow Ax$ ; ( $A = p, d$ )рассеяния приводит к следующим заключениям:

1. Резонансный механизм не может полностью описать  $Ap \rightarrow AX$  -рассеяние ( $A = p, d$ ). Учет релятивизации мало влияет на расчет дифференциальных сечений, приводя, однако, к сильной перенормировке эффективных параметров амплитуды кварк-кваркового взаимодействия.
2. Кварк-партоновый механизм взаимодействия воспроизводит основные закономерности  $Ap \rightarrow AX$  реакций.
3. Учет шестикварковой примеси в формфакторе дейтрона приводит к улучшению согласия с экспериментом.

Авторы благодарны Л.С.Ажгирею, В.В.Бурову, В.К.Лукиянову и М.Г.Мещерякову за многочисленные полезные обсуждения, а также

признательны А.С.Тарасову, обратившему наше внимание на необходимость исследования эффектов релятивизации волновых функций.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ажгирей Л.С. и др. ЯФ, 1978, 27, с.1027; Ажгирей Л.С. и др. ЯФ, 1978, 28, с.124; Ажгирей Л.С. и др. ЯФ, 1978, 28, с.1005.
2. Burov V.V. et al. Zeitsch.für Phys., 1982, A306, S.149.
3. Bondarchenko E.A., Efremov A.V. JINR, E2-82-927, Dubna, 1982.
4. Titov A.I. JINR, E2-83-72, Dubna, 1983.
5. Копылов Г.И. Основы кинематики резонансов. "Наука", М., 1970; Jackson J.O. Nuovo Cim., 1964, 34, p.1644.
6. Review of Particle Properties. Phys.Lett., 1978, 75B.
7. Мотт Н., Месси Г. Теория атомных столкновений. "Мир", М., 1969.
8. Feynman R.P. et al. Phys.Rev., 1971, D3, p.2706.
9. Faïman D., Hendry A.W. Phys.Rev., 1968, 173, p.1720.
10. Трефил Д. Новые результаты в кварковой модели. В кн.: Теория кварков. "Мир", М., 1971.
11. Буров В.В. и др. ОИЯИ, P2-82-621, Дубна, 1981.
12. Matveev V.A., Sorba P. Lett.Nuovo Cim., 1977, 70, p.135; Дубовик В.М., Обуховский И.Т. ОИЯИ, P2-80-501, Дубна, 1980; Smirnov Yu.F., Tchuvil'sky Yu.M. Preprint C.I.E.A.P.N., 1977; Лукьянов В.К., Титов А.И. ЭЧАЯ, 1979, 10, с.815.
13. Кобушкин А.П. ЯФ, 1978, 28, с.252.
14. Reid R.V. Ann.Phys., 1968, 50, p.411.
15. Fujimura K. et al. Prog.Theor.Phys., 1970, 44, p.195.
16. Доркин С.М., Каптарь Л.П., Титов А.И. ОИЯИ, P2-82-81, Дубна, 1981.
17. Перкинс Д.П. Введение в физику высоких энергий /пер.с англ./ "Мир", М., 1975.
18. Ankenbrandt C.M. et al. Phys.Rev., 1968, 170, p.1223; Blair I.M. et al. Nuovo Cim., 1969, LXIII, A, No.2, p.529.
19. Field R.D., Feynman R.P. Phys.Rev., 1976, 15, p.2590.
20. Шелест В.П., Зиновьев Г.М., Миранский В.А. Модель сильно-взаимодействующих элементарных частиц. Атомиздат, М., 1976.
21. Бедняков В.А. и др. ОИЯИ, P2-82-467, Дубна, 1982; Златев И.В. и др. ЯФ, 1982, 35, с.454; Бедняков В.А. и др. ЯФ, 1982, 35, с.796.

Рукопись поступила в издательский отдел  
15 февраля 1984 года.

Доркин С.М., Каптарь Л.П., Титов А.И.  
Глубоконеупругое дейтрон-протонное рассеяние

P2-84-95

Дан теоретический анализ глубоконеупругих  $\phi p \rightarrow dX$ -реакций. Исследован вклад резонансного механизма, когда в результате многократного рассеяния кварков сталкивающихся частиц в мишени возбуждаются нуклонные резонансы. Выяснено, что этот механизм дает менее сорока процентов вклада в сечение. Рассчитаны нерезонансные процессы, проведено сравнение с имеющимися экспериментальными данными.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод Т.Д.Думбрайс

Dorkin S.M., Kaptari L.P., Titov A.I.  
Deep Inelastic Deuteron-Proton Scattering

P2-84-95

A theoretical analysis of deep-inelastic  $\phi p \rightarrow dX$  reactions is given. The contribution of resonance mechanism is investigated when the nucleon resonances are excited in a target by the multiple quark-quark scattering. This mechanism is found to contribute less than 40% to the cross section. Nonresonance processes are calculated and comparison with available experimental data is given.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984