

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

2297/82

17/1-82

P2-82-81

С.М.Доркин, Л.П.Каптарь, А.И.Титов

ГЛУБОКОНЕУПРУГОЕ
ДЕЙТРОН-ПРОТОННОЕ РАССЕЙАНИЕ
И КВАРКОВАЯ СТРУКТУРА ДЕЙТРОНА

Направлено в ЯФ

1982

§2. МЕХАНИЗМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Предположим, что реакция глубоконеупругого рассеяния налетающей частицы А протонами идет с возбуждением в мишени протонных резонансов. Соответствующее дифференциальное сечение можно представить в виде^{/6/}

$$\frac{d^2\sigma}{dt dM_X} = \sum_r \left(\frac{d\sigma_r}{dt} \right) \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma_r}{(M_X - M_r)^2 + \Gamma_r^2/4} + \Phi, \quad /1/$$

где $\left(\frac{d\sigma_r}{dt} \right)$ - дифференциальное сечение образования резонанса с массой M_r и полной шириной Γ_r . Здесь Φ - фоновое взаимодействие, включающее нерезонансные процессы, которые, полагаем, дают малый вклад. Массы резонансов M_r и их ширины считаем известными^{/7/}. Таким образом, задача состоит в расчете дифференциального сечения образования резонансов:

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

где

$$\lambda = (s - (M_A + M_p)^2)(s - (M_A - M_p)^2) = 4M_p^2 p_0^2, \quad /3/$$

а s - квадрат полной энергии в системе центра масс, M_A и M_p - массы налетающей частицы и протона, соответственно, p_0 - величина начального импульса в лабораторной системе координат. Суммирование в /2/ проводится по начальным и конечным состояниям. При начальной энергии $E_0 \approx 5$ ГэВ/нуклон и переданном импульсе $Q^2 \leq 1,6$ (ГэВ/с)² необходимо использовать релятивистскую кинематику. В то же время эта область кинематических переменных не является ультрарелятивистской и поэтому эффект отдачи протона в реакции $A_p \rightarrow A_r$ может быть учтен нерелятивистским образом^{/8/}.

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

$$\mathcal{M}_{fi} = \sqrt{M_A^2 M_p M_r} \int d\vec{\rho} e^{i\vec{q}\vec{\rho}} \langle f | T | i \rangle, \quad /4/$$

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

$$\vec{q} = \vec{Q} + (\vec{P}_A + \vec{P}_p) \frac{(M_r - M_p) M_A}{(M_A + M_p)(M_A + M_r)}, \quad /5/$$

здесь $\vec{Q} = \vec{P}_A - \vec{P}_A'$.

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-

§1. ВВЕДЕНИЕ

Интерес к ядерным реакциям, в которых атомным ядрам передается импульс $/Q \geq 1$ ГэВ/с/, значительно превышающий фермиевский импульс нуклонов в ядре, обусловлен стремлением понять особенности ядерной структуры на малых межнуклонных расстояниях и, в частности, проанализировать возможность проявления многокварковых степеней свободы в ядрах и ядерных процессах.

Примером таких реакций является глубоконеупругое рассеяние релятивистских дейтронов протонами, выполненное на синхрофазотроне ОИЯИ^{/1/}. В этих реакциях дейтроны с импульсом $P_0 = 8,9$ ГэВ/с рассеивались ядрами мишени /водород, углерод.../ под углом $\theta = 0,103$ рад, так что переданный импульс достигал величины $Q^2 \approx 1,6$ /ГэВ/с)². Спектры дейтронов имеют четко выраженный пик квазиупругого рассеяния с максимумом в точке $Q = Q_0$ соответствующей упругому dp -рассеянию. Было обнаружено, что с ростом Q^2 сечение быстро убывает, однако, начиная с $Q^2 \approx 1$ /ГэВ/с)², убывание прекращается, и спектры выходят на плато. Более детальное изучение спектров в области плато показало наличие в них определенной структуры, характерной для реакций возбуждения нуклонных резонансов^{/2/}. Таким образом, из эксперимента видно, что "рыхлая" ядерная система - дейтрон с довольно большой вероятностью теряет значительный импульс и при этом не расщепляется на нуклоны. Теоретический анализ этого факта и является целью данной работы.

Мы предполагаем, что основной вклад в сечение реакции дает многократное рассеяние кварков налетающего дейтрона на кварках мишени /протона/, в результате которого в мишени возбуждаются нуклонные резонансы. Существенным элементом теории является задание кварковой структуры дейтрона. Возможность существования многокварковых состояний в ядрах интенсивно обсуждается в последнее время^{/3-5/}. В частности, именно шестикварковые состояния играют определяющую роль в описании упругого рассеяния электронов дейтронами при больших переданных импульсах^{/4,5/}.

В §2 рассматривается механизм многократного столкновения, в §3 приводится сводка кварковых волновых функций нуклонных резонансов, в §4 обсуждается амплитуда кварк-кваркового взаимодействия, в §5 дан анализ шестикварковой структуры дейтрона и приводятся результаты расчета глубоконеупругого dp -рассеяния, в §6 сформулированы основные выводы.

Ситенко ($Q_{||} \ll Q_{\perp}$) не выполняется. Поэтому для нахождения T_{fi} в /4/ будем использовать разложение T-матрицы по кратностям столкновений /9/

$$T = \sum_{m,n} t_{mn} + \sum_{m,n} t_{mn} G_0 t_{rs} + \dots \quad /6a/$$

$$\mathfrak{M}_{fi} = \mathfrak{M}_{fi}^{(1)} + \mathfrak{M}_{fi}^{(2)} + \dots \quad /6b/$$

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

$$\langle \vec{k}'_1 \dots \vec{k}'_n | G_0 | \vec{k}_1 \dots \vec{k}_n \rangle = -(2\pi)^{3n} \frac{\delta(\vec{k}_1 - \vec{k}'_1) \dots \delta(\vec{k}_n - \vec{k}'_n)}{E(\vec{k}_1 \dots \vec{k}_n) - E_0 - i\epsilon} \quad /7/$$

В разложении /6/ мы ограничиваемся лишь двумя первыми членами. Проведенный нами численный анализ показал, что это ограничение вполне допустимо, поскольку вклад более высоких кратностей столкновения при $Q^2 \leq 2$ /ГэВ/с² составляет менее 20%.

Начальное и конечное состояния системы определены как

$$|e\rangle = \Psi_A(\vec{x}_1 \dots \vec{x}_{3A}) \Psi_e(\vec{y}_1 \vec{y}_2 \vec{y}_3); \quad e = p, r, \quad /8/$$

где \vec{x} - координаты кварков в налетающей частице A , а \vec{y} - в протоне (p) и резонансах (r). Учитывая /4/, /6/ и /8/, а также соотношение $\vec{p} = \vec{z}_{mn} - \vec{x}_m + \vec{y}_n$, где \vec{z}_{mn} - координата относительного движения кварков m и n , находим амплитуду однократного столкновения:

$$\mathfrak{M}_{fi}^{(1)} = \sqrt{M_A^2 M_p M_r} \sum_{m,n} \int \Psi_A^*(\vec{x}) \Psi_p^*(\vec{y}) \pi \sqrt{\frac{\Lambda q(\vec{k}, \vec{\ell})}{m_q^4}} \times \quad /9/$$

$$\times f_{mn}(q) \Psi_A(\vec{x}) \Psi_r(\vec{y}) e^{i\vec{q}(\vec{y}_n - \vec{x}_m)},$$

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

$$f_{mn}(q) = \frac{m_q^2}{\pi \sqrt{\lambda}} \int t_{mn}(\vec{z}) e^{i\vec{q}\vec{z}} d\vec{z}, \quad /10/$$

связанная с сечением упругого рассеяния соотношением

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{qq} = \pi |f_{qq}|^2 \quad /11/$$

В /9/ λ_q - плавная функция, ее среднее значение $\lambda_q = \left(\frac{m_q^2}{M_A M_p}\right) \lambda$ можно вынести за знак интеграла. Тогда /9/ упрощается:

$$\frac{1}{\sqrt{\pi\lambda}} \mathfrak{M}_{fi}^{(1)} = \sqrt{\frac{\pi M_r}{M_p}} \langle f | \sum_{m,n} f_{m,n}(q) e^{i\vec{q}(\vec{x}_m - \vec{y}_n)} | i \rangle. \quad /12/$$

Далее, используя явный вид функции Грина /7/ и соотношение

$$E(\vec{k}_1 + \vec{q}_1, \vec{k}_2 \dots, \vec{\ell}_1 - \vec{q}_1 \dots) - E(\vec{k}_1 \dots, \vec{\ell}_1 \dots) = \frac{\sqrt{\lambda} q_{||}}{2M_p E_A}; \quad q_{||} = \frac{\vec{q} \vec{P}_A}{P_A}, \quad /13/$$

находим амплитуду двукратного рассеяния:

$$\frac{1}{\sqrt{\pi\lambda}} \mathfrak{M}_{fi}^{(2)} = \sqrt{\frac{\pi M_r}{M_p}} \langle f | \frac{1}{(2\pi)^2} \sum_{r,s} \int d\vec{q}_1 d\vec{q}_2 \delta(\vec{q} - \vec{q}_1 - \vec{q}_2) \times \quad /14/$$

$$\times f_{mn}(q_1) f_{rs}(q_2) \left[\frac{1}{q_{1||} - i\epsilon} + \frac{1}{q_{2||} - i\epsilon} \right] e^{i\vec{q}_1(\vec{x}_m - \vec{y}_n) + i\vec{q}_2(\vec{x}_r - \vec{y}_s)} | i \rangle.$$

Формулы /2/, /12/, /14/ определяют сечение образования резонанса

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{\pi\lambda} \sum | \mathfrak{M}_{fi}^{(1)} + \mathfrak{M}_{fi}^{(2)} |^2 \quad /15/$$

Для вычисления $d\sigma/dt$ необходимо задать кварковые волновые функции /8/ и амплитуды qq -взаимодействия $f_{qq}(q)$.

§3. ВОЛНОВЫЕ ФУНКЦИИ НУКЛОННЫХ РЕЗОНАНСОВ

Кварковые волновые функции нуклонов и их резонансов строим обычным образом /10,11/:

$$\Psi = \phi^s(\vec{x}, S, T) \phi^a(C), \quad /16/$$

где ϕ^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 в рассматриваемой нами области переданных импульсов. При этом мы ограничимся переходами без изменения изоспина, предполагая, как обычно, что соответствующие члены в амплитуде кварк-кваркового взаимодействия малы:

$$\phi_{\frac{1}{2}M}^s(940) = R_{000}^s(\vec{x}) \Phi_{M\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}\frac{1}{2}}, \quad /17a/$$

$$\phi_{\frac{1}{2}M}^s(1470) = R_{100}^s(\vec{x}) \Phi_{M\frac{1}{2}}^{s\frac{1}{2}\frac{1}{2}}, \quad /17б/$$

$$\phi_{\frac{3}{2}M}^s(1520) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum (1\mu\frac{1}{2}\nu|\frac{3}{2}M) [R_{11\mu}^{\alpha}(\vec{x}) \Phi_{\nu\frac{1}{2}}^{\alpha\frac{1}{2}\frac{1}{2}} + R_{11\mu}^{\beta}(\vec{x}) \Phi_{\nu\frac{1}{2}}^{\beta\frac{1}{2}\frac{1}{2}}], \quad /17в/$$

$$\phi_{\frac{1}{2}M}^s(1535) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\mu,\nu} (1\mu\frac{1}{2}\nu|\frac{1}{2}M) [R_{11\mu}^{\alpha}(\vec{x}) \Phi_{\nu\frac{1}{2}}^{\alpha\frac{1}{2}\frac{1}{2}} + R_{11\mu}^{\beta}(\vec{x}) \Phi_{\nu\frac{1}{2}}^{\beta\frac{1}{2}\frac{1}{2}}]. \quad /17г/$$

$$\phi_{\frac{5}{2}M}^s(1690) = \sum_{\mu\nu} (2\mu\frac{1}{2}\nu|\frac{5}{2}M) R_{12\mu}^s(\vec{x}) \Phi_{\nu\frac{1}{2}}^{s\frac{1}{2}\frac{1}{2}}. \quad /17д/$$

Здесь $\Phi_{\sigma\tau}^{\gamma s T}$ - спин-изоспиновая функция, σ и τ - проекции спина и изоспина, соответственно, $\gamma = s, a, \beta$ означает тип перестановочной симметрии относительно спин-изоспиновых переменных; s соответствует полной симметрии, a - и β - смешанной^{/10/}, $R_{n\ell\mu}$ - осцилляторные волновые функции, которые в собственной системе координат имеют вид:

$$R_{000}^s(\vec{x}) = \left(\frac{\omega}{6}\right)^{3/2} (3\sqrt{3}\pi^3)^{-1/2} e^{-\frac{\omega}{12}(x_1^2+x_2^2+x_3^2)} \quad /18а/$$

$$R_{100}^s(\vec{x}) = \left(\frac{\omega}{6}\right)^{3/2} (9\sqrt{3}\pi^3)^{-1/2} \left[3 - \frac{\omega}{6}(x_1^2+x_2^2+x_3^2)\right] e^{-\frac{\omega}{12}(x_1^2+x_2^2+x_3^2)} \quad /18б/$$

$$R_{11\mu}^{\alpha}(\vec{x}) = \left(\frac{\omega}{6}\right)^2 (3\sqrt{3}\pi^3)^{-1/2} (\vec{x}_i - \vec{x}_c)_{\mu} e^{-\frac{\omega}{12}(x_1^2+x_2^2+x_3^2)} \quad /18в/$$

$$R_{11\mu}^{\beta}(\vec{x}) = \left(\frac{\omega}{6}\right)^2 (9\sqrt{3}\pi^3)^{-1/2} (\vec{x}_1 + \vec{x}_2 - 2\vec{x}_3)_{\mu} e^{-\frac{\omega}{12}(x_1^2+x_2^2+x_3^2)} \quad /18г/$$

$$R_{12\mu}^s(\vec{x}) = \left(\frac{\omega}{6}\right)^{5/2} \left(\frac{45\sqrt{3}\pi^2}{8}\right)^{-1/2} \sum_{j=1}^3 x_j^2 Y_{2\mu}(\hat{x}_j) e^{-\frac{\omega}{12}(x_1^2+x_2^2+x_3^2)} \quad /18д/$$

где \vec{x}_i - координаты кварков. Осцилляторный параметр ω в расчетах брался равным $1 / \text{ГэВ}/c^2$. Это значение ω согласуется с данными по упругому pp ^{/12/} - и ep ^{/13/} - рассеянию в широкой области $q^2 < 10 / \text{ГэВ}/c^2$.

§4. 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 импульсов^{/14/}:

$$f_{ij}(q) = \hat{A}(q^2) + iqb\hat{B}(q^2)(\vec{\sigma}_i + \vec{\sigma}_j)\vec{n}, \quad /19/$$

где $\vec{\sigma}$ - спиновые матрицы Паули, $n = [\vec{p}_A \vec{p}_A'] / p_A p_A' \sin\theta$, а $\hat{A}(q^2)$ и $\hat{B}(q^2)$ имеют вид:

$$\begin{Bmatrix} \hat{A} \\ \hat{B} \end{Bmatrix} = \frac{1}{4\pi} (i + a_{pp}) \begin{Bmatrix} A \\ B \end{Bmatrix} e^{-\frac{q^2}{2}(1 + a^2)}, \quad /20/$$

где a_{pp} - известное из эксперимента отношение реальной к мнимой части амплитуды pp -рассеяния вперед^{/15/}. Параметр A в /20/ связан с полным сечением pp -рассеяния σ_{tot} соотношением $A = \sigma_{tot}/9$, а параметр a^2 находится из сравнения с экспериментом сечения упругого pp -рассеяния, получаемого с помощью /12/, /15/, /17а/ и /18а/

$$\frac{d\sigma}{dt} \approx 81 \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{qq} S_p^4(q), \quad /21/$$

где

$$S_p(q) = e^{-\frac{q^2}{\omega}}. \quad /22/$$

Тогда параметр a^2 связан с известным из эксперимента^{/16/} наклоном η дифференциального сечения $(d\sigma/dt)_{pp}$ соотношением

$$\eta = \text{Re} a^2 + 4/\omega. \quad /23/$$

Параметры B и b в /20/ могут быть найдены из анализа сечений реакций с изменением спина, например, $pp \rightarrow pN_{1520}$. Так, в приближении однократного рассеяния

$$\frac{d\sigma}{dt}(1520) = \frac{2\pi}{3} \cdot \frac{1+a_{pp}^2}{(4\pi)^2} \cdot S_p^2(q) \cdot \frac{M_r}{M_p} \cdot \frac{b^2 q^4}{\omega} |B|^2. \quad /24/$$

Соотношение /24/ можно использовать для определения B и b фитированием экспериментальных данных при небольших q^2 . $/q^2 < 1(\text{ГэВ}/c)^2/$. Но сечение образования N_{1520} измерено при $q^2 > 1(\text{ГэВ}/c)^2$, поэтому здесь нельзя ограничиваться однократным рассеянием, нужно учесть и двукратное. В этом случае сечения получатся непосредственно с помощью /12/, /14/, /15/, /17/-/19/ и наряду с членом $|B|^2$ содержат члены $|B \times B|^2$, $|A \times B|^2$, $|B \times (A \times B)|$, $|B \times (B \times B)|$. Явный вид получаемых выражений громоздок, и мы их здесь не приводим.

Амплитуда /19/ не содержит цветовых переменных, и в этом смысле не является хромодинамической, а соответствует модели составляющих кварков. Использование этого варианта теории представляется вполне разумным в области, далекой от асимптотической свободы $/q^2 \sim 1,5 / \text{ГэВ}/c^2$. Цветовые же переменные учтены в структуре волновых функций.

Рассчитанные дифференциальные сечения реакций $pp \rightarrow pN^*$ и имеющиеся экспериментальные данные приведены на рис.1. При

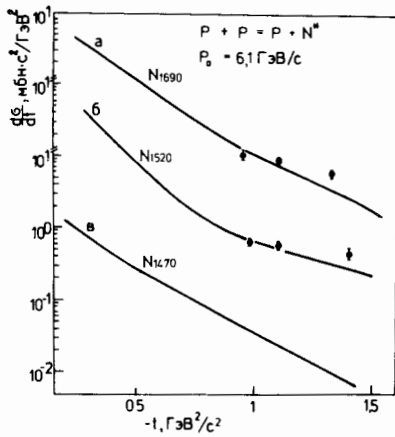


Рис.1. Расчет и сравнение с экспериментальными данными дифференциального сечения образования протонных резонансов в $pp \rightarrow pN^*$ -столкновениях.

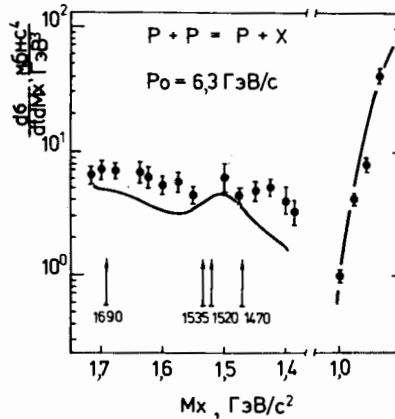


Рис.2. Расчет и сравнение с экспериментальными данными дифференциального сечения $pp \rightarrow pX$ реакции.

этом параметры B и b извлекались из реакции $pp \rightarrow pN_{1520}$ /рис.16/, а A и a - из упругого pp -рассеяния. Удовлетворительное согласие с экспериментом в реакции $pp \rightarrow N_{1690}$ /рис.1а/ указывает на справедливость основных предположений. Согласие с экспериментом несколько ухудшается при $q^2 > 2$ /ГэВ/с², где важны следующие члены в разложении по кратностям столкновений. Однако для нас это расхождение несущественно, поскольку в рассматриваемых ниже глубоконеупругих реакциях основной вклад дает область $q^2 \leq 1,5$ /ГэВ/с². Расчет реакции $pp \rightarrow pN_{1470}$ /рис.1в/ при отсутствии экспериментальных данных носит методический характер.

Значения параметров, используемых в расчетах дифференциальных сечений, приведены в таблице.

Таблица

σ_{tot} мбн	α_{pp}	Rea^2 (ГэВ/с) ⁻²	Ima^2 (ГэВ/с) ⁻²	Reb^2 (ГэВ/с) ⁻²	Imb^2 (ГэВ/с) ⁻²	B (ГэВ/с) ⁻²
44	-0,47	4,3	6	0,2	0	8,5

На рис.2 приведены расчет и сравнение с экспериментом реакции $pp \rightarrow pX$. В расчете, выполненном по формулам /1/, /15/, учи-

тывалось возбуждение четырех резонансов $N_{1470}, N_{1520}, N_{1535}, N_{1690}$. Видно удовлетворительное согласие теории и эксперимента. Систематическое расхождение обусловлено вкладом нерезонансных фоновых процессов.

§5. ГЛУБОКОНЕУПРУГОЕ dp -РАССЕЯНИЕ

Формулы /1/-/14/ пригодны для расчета глубоконеупругих реакций с произвольными сложными частицами. Необходимо лишь задать кварковые волновые функции налетающих частиц. В случае $dp \rightarrow dx$ -реакций это волновые функции дейтрона.

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

$$\Psi = \sum c_k \Psi_k \quad /25/$$

по многокварковому базису $\{\Psi_k\}$. Однако на практике такое представление Ψ малоприспособно, поскольку микроскопический кварк-кварковый 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 /5/

$$\Psi = c_0 \hat{A} (\Phi_n \Phi_p \Psi_{np}) + \sum c_k \Psi_k, \quad /26/$$

где Ψ_k - волновые функции шестикварковых конфигураций, Ψ_{np} - функция относительного движения нуклонов - трехкварковых кластеров, описываемых антисимметричными функциями Φ_n и Φ_p , а \hat{A} - оператор антисимметризации, имеет вид

$$\hat{A} = \frac{1}{\sqrt{10}} (1 - \sum_{\substack{i=123 \\ j=456}} P_{ij}), \quad /27/$$

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

Первое слагаемое в /25/ описывает волновую функцию дейтрона на больших расстояниях $r \geq 0,5$ фм, второе - на малых. Ψ_{np} в /26/ имеет вид:

$$\Psi_{np} = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \frac{u(r)}{r} \chi_{1M} + \frac{w(r)}{r} \sum (2m \ 1\mu | 1M) Y_{2m}(\hat{r}) \chi_{1\mu}, \quad /28/$$

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

$$\chi_{1\mu} = \sum (\frac{1}{2}\sigma_1 \ \frac{1}{2}\sigma_2 | 1\mu) (\frac{1}{2}\tau_1 \ \frac{1}{2}\tau_2 | 00) \Phi_{\sigma_1 \tau_1} \Phi_{\sigma_2 \tau_2}, \quad /29/$$

где $\Phi_{\sigma\tau}^{BT}$ - симметричные спин-изоспиновые функции нуклона; Φ_n и Φ_p в /26/, в соответствии с /16/ и /17а/ имеют вид:

$$\Phi_{n,p} = R_{000}^6(\vec{x}) \phi^a(C). \quad /30/$$

Для шестикварковых примесей - второе слагаемое в /26/ - мы ограничимся лишь простейшей конфигурацией с кварками в s-состоянии, ее волновая функция имеет вид:

$$\Psi_{q\theta}^M = \left(\frac{\omega}{6}\right)^{15/4} (6\pi^5)^{-3/4} e^{-\frac{\omega}{72} \sum_{i>j} (\vec{x}_i - \vec{x}_j)^2} \Psi_M^{CST}, \quad /31/$$

где

$$\Psi_M^{CST} = \frac{3}{\sqrt{10}} \hat{A} \{ \phi_n^a(C) \phi_p^a(C) \chi_{1M} \}. \quad /32/$$

Величина c_1^2 из анализа ряда экспериментальных данных колеблется от 0,02 до 0,07. Мы выбираем $c_1^2 = 0,05$. Заметим, что слагаемые в /26/ 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 /5/.

Выбор волновой функции дейтрона решает задачу о вычислении сечения $dp \rightarrow dX$ 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 сделаем в формулах /21/-/22/ замену:

$$|3S_p|^2 \rightarrow |6S_d|^2, \quad /33/$$

где

$$|S_d|^2 = \frac{1}{3} \sum_{MM'} | \langle \Psi_M | e^{iq\vec{x}_1} | \Psi_{M'} \rangle |^2 = |F_c^1 + F_c^{exch} + c_1^2 F_{\theta q} + 2c_1 F_{int}|^2 + |F_Q^1 + F_Q^{exch} + 2c_1 F_{Q,int}|^2. \quad /34/$$

В /34/ $F_{c,Q}^1$ - обычные зарядовый и квадрупольный формфакторы, $F_{c,Q}^{exch}$ - их обменные части, F_{int} - интерференционный член и $F_{\theta q}$ - вклад, обусловленный шестикварковой конфигурацией:

$$F_c^1 = F_0(\xi) \int dr j_0\left(\frac{qr}{2}\right) (u^2 + w^2), \quad /35a/$$

$$F_Q^1 = F_0(\xi) \int dr j_2\left(\frac{qr}{2}\right) (2uw - \frac{w^2}{\sqrt{2}}); \quad /35b/$$

$$F_c^{exch} = g \{ F_0\left(\frac{1}{2}\xi\right) \cdot \frac{1}{3} [I_{00}^{0(+)}(q) + I_{22}^{0(+)}(q)] + F_0\left(\frac{3}{4}\xi\right) [I_{00}^{0(-)}(q) + I_{22}^{0(-)}(q)] \}, \quad /35в/$$

$$F_Q^{exch} = g \{ \frac{1}{3} F_0\left(\frac{1}{2}\xi\right) [2I_{20}^{2(+)}(q) - \frac{1}{\sqrt{2}} I_{22}^{2(+)}(q)] + \frac{2}{3} F_0\left(\frac{3}{4}\xi\right) [2I_{20}^{2(-)}(q) - \frac{1}{\sqrt{2}} I_{22}^{2(-)}(q)] \}, \quad /35г/$$

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

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

$$I_{LL'}^{\ell(\pm)}(q) = 4\pi \sum_{\ell_1 \ell_2 \lambda} (2\lambda+1) \sqrt{\frac{(2\ell_1+1)(2\ell_2+1)(2\ell+1)}{2\lambda+1}} (\pm i)^{\ell_1 - \ell_2} \left\{ \begin{matrix} \ell_2 \lambda L \\ L' \ell \ell_1 \end{matrix} \right\} \times (\ell_1 0 \lambda 0 | L' 0) (\ell_2 0 \lambda 0 | L 0) (\ell 0 \ell_2 0 | \ell_1 0) \times \quad /36/$$

$$\int dr d\vec{r} \tilde{r} \tilde{r} \phi_L(\vec{r}) \phi_{L'}(\vec{r}) e^{-\frac{5}{32}(r^2 + \tilde{r}^2)} j_{\ell_1}\left(\frac{3}{4}qr\right) j_{\ell_2}\left(\frac{3}{8}q\tilde{r}\right) i_{\lambda}\left(\frac{3\omega}{16}r\tilde{r}\right).$$

В /35/-/36/ j_{ℓ} - сферические функции Бесселя, i_{λ} - сферические функции Бесселя мнимого аргумента, $\phi_0 = u$, $\phi_2 = w$,

$$F_{int}(q^2) = \langle \hat{A}(\Phi_n \Phi_p \Psi_{np}) | e^{iq\vec{x}_1} | \Psi_{q\theta} \rangle. \quad /37/$$

$$F_{\theta q} = e^{-\frac{5}{4} \frac{q^2}{\omega}}. \quad /38/$$

Для расчета S_d использовались волновые функции Рейда с мягким кором /18/. Относительные вклады каждого слагаемого в /34/ показаны на рис.3. При этом в качестве формфактора $F_{\theta q}$ представлено его релятивистское обобщение /5/:

$$F_{\theta q}(q^2) = \frac{1}{(1 + q^2/(2m_0^2))^5} e^{-\frac{5}{4\omega} \frac{q^2}{1 + q^2/2m_0^2}}, \quad m_0 = 1,3 \text{ ГэВ}/c^2, \quad /39/$$

которое при $q^2 \leq 1 \text{ ГэВ}/c^2$ совпадает с нерелятивистским /38/. Видно, что вклад обменных и интерференционных членов мал в широкой области переданных импульсов, а вклад от $F_{\theta q}$ при $q^2 \geq 1 \text{ ГэВ}/c^2$ сравним с вкладом F_c^1 .

На рис.4 представлен расчет $dp \rightarrow dN$ реакции. Экспериментальных данных пока еще здесь нет, поэтому расчет носит методический характер. Видно, что учет шестикварковой конфигурации при больших q^2 приводит к увеличению сечения. На рис.5 показан результат расчета глубоконеупругой $dp \rightarrow dX$ реакции с воз-

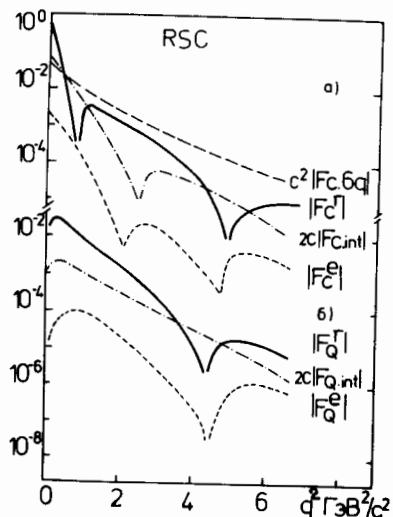


Рис.3. Вклад различных слагаемых в зарядовый /а/ и квадрупольный /б/ формфакторы дейтрона.

Рис.5. Расчет и сравнение с экспериментом дифференциального сечения $dp \rightarrow dN^*$ -реакции: пунктирная линия - расчет без учета шестикварковой конфигурации в волновой функции дейтрона; штрих-пунктирная линия - относительный вклад шестикварковой конфигурации в дейтроне, равный 5%; сплошная линия - расчет с учетом шестикварковой конфигурации и фоновых процессов.

буждением $N_{1470}, N_{1520}, N_{1535}$ и N_{1690} -резонансов. Видно, что теоретическая кривая /пунктирная линия на рис.5/ качественно воспроизводит эксперимент. Включение q^6 конфигурации /штрих-пунктирная линия/ приводит к увеличению сечения и улучшению

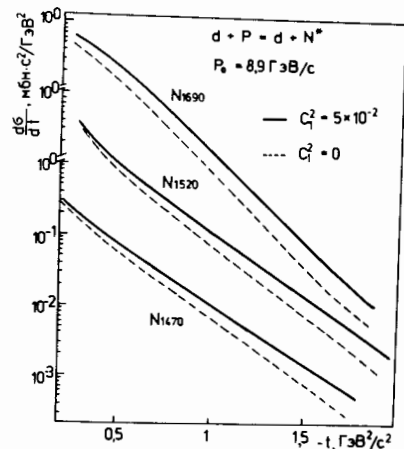
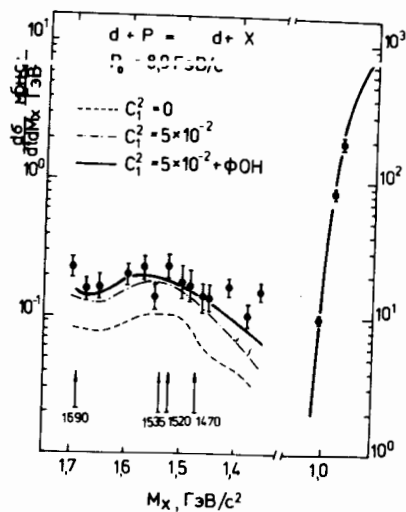


Рис.4. Дифференциальные сечения образования протонных резонансов в $dp \rightarrow dN^*$ -реакциях: пунктирная линия - расчеты без учета шестикварковой конфигурации в волновой функции дейтрона, сплошная линия - расчеты с учетом шестикварковой конфигурации.



согласия с экспериментом. Остающееся небольшое систематическое расхождение с экспериментальными данными обусловлено наличием нерезонансных фоновых процессов. Величину фона в $dp \rightarrow dX$ реакциях можно оценить, зная фон в $pp \rightarrow pX$ реакциях. Действительно, сечение фоновых взаимодействий пропорционально произведению фазового объема на квадрат переходного формфактора⁶; тогда

$$\Phi_{dp} = \Phi_{pp} |6S_d|^2 / |3S_p|^2, \quad /40/$$

где Φ_{pp} - фон в pp -реакциях, вычисленный как разница между соответствующими экспериментальными и теоретическими значениями $(d\sigma/dt dM_x)_{pp \rightarrow pX}$. Результат расчета $(d\sigma/dt dM_x)_{dp \rightarrow dX}$ с учетом /40/ изображен на рис.5 /сплошная кривая/. Видно, что основные структурные характеристики и ход сечения остались неизменными, но с учетом фона абсолютная величина сечения увеличивается, и согласие теории и эксперимента улучшается.

§6. ВЫВОДЫ

1. В целом механизм многократного кварк-кваркового рассеяния правильно воспроизводит основные закономерности глубоко-неупругих $Ap \rightarrow AX$ реакций ($A=p,d$).

2. Вклад шестикварковых конфигураций в дейтроне приводит к улучшению согласия с экспериментом.

3. Антисимметризационные эффекты, обусловленные оператором \hat{A} , в /26/ малы и ими можно пренебречь. Эффекты, обусловленные интерференцией различных слагаемых в /26/, также малы по сравнению с вкладом шестикварковых примесей.

4. Фоновые нерезонансные процессы дают непренебрежимый вклад в сечение, поэтому в дальнейшем необходима либо разработка метода их вычисления, либо постановка эксклюзивных экспериментов типа $Ap \rightarrow AN^*$. Теоретический анализ этих реакций, проведенный в данной работе, показывает, что соответствующие сечения чувствительны к примесям шестикварковой компоненты в волновой функции дейтрона при больших q^2 .

Авторы глубоко благодарны проф. В.К.Лукиянову за постоянное внимание и интерес к работе, а также весьма признательны проф. М.Г.Мещерякову и Л.С.Ажгирею за полезное детальное обсуждение полученных результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ажгирей Л.С. и др. ЯФ, 1978, 27, с.1027; Ажгирей Л.С. и др. ЯФ, 1978, 28, с.124.
2. Ажгирей Л.С. и др. ЯФ, 1978, 28, с.1005.
3. 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.M., Tshuvilsky Yu.M. Preprint C.I.E. A-1.P.N., 1977; Лукьянов В.К., Титов А.И. ЭЧАЯ, 1979, 10, с.815.
4. Кобушкин А.П. ЯФ, 1978, 28, с.252.
5. Буров В.В. и др. ОИЯИ, P2-81-621, Дубна, 1981.
6. Копылов Г.И. Основы кинематики резонансов. "Наука", М., 1970; Jackson J.D. Nuovo Cimento, 1964, 34, p.1644.
7. Review of Particle Properties. Phys.Lett., 1978, 75B.
8. Le Yaouanc A. et al. Nucl.Phys., 1971, 829, p.204.
9. Мотт Н., Месси Г. Теория атомных столкновений. "Мир", М., 1969.
10. Feynman R.P. et al. Phys.Rev., 1971, D3, p.2706.
11. Faïman D., Hendry A.W. Phys.Rev., 1968, 173, p.1720.
12. Orear J. Phys.Rev., 1978, D18, p.2484.
13. Licht A.L., Pagnamenta A. Phys.Rev., 1970, D2, p.1150.
14. Трефил Д. Новые результаты в кварковой модели. В кн.: Теория кварков. "Мир", М., 1971.
15. Amaldi U. et al. Phys.Lett., 1977, с.668, p.390.
16. Кириллова Л.Ф. и др. ЯФ. 1965. 1. с.533; Reznogikh S.S. et al. Phys.Lett., 1969, 30B, p.274; Foley K.J. et al. Phys.Rev.Lett., 1963, 11, p.425.
17. Ankerbrandt C.M. et al. Phys.Rev., 1968, 170, p.1223.
18. Reid R.V. Ann.Phys., 1968, 50, p.411.

Доркин С.М., Каптарь Л.П., Титов А.И. P2-82-81
Глубоконеупругое дейтрон-протонное рассеяние
и кварковая структура дейтрона

На основе кварковой модели элементарных частиц проанализировано глубоконеупругое рассеяние дейтронов протонами и объяснены соответствующие экспериментальные данные. Показано, что определяющую роль в этих реакциях играют возбуждение протонных резонансов и наличие шестикварковой примеси в волновой функции падающего дейтрона.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Dorkin S.M., Kartari L.P., Titov A.I. P2-82-81
The Deep-Inelastic Deuteron-Proton Scattering
and the Quark Structure of the Deuteron

The deep-inelastic scattering of the deuteron by protons is analysed in the framework of the quark model of elementary particles, the corresponding experimental data are explained. It is shown that the excitation of proton resonances and the presence of the six-quark admixtures in the deuteron wave function play the leading role in these reactions.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.