

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



Б-435

10/5-77
P2 - 10424

1710/2-77

В.В.Белокуров, П.С.Исаев, В.Г.Мальшкин,
С.Г.Коваленко

МОДИФИКАЦИЯ ПАРТОННОЙ МОДЕЛИ
КУТИ-ВАЙСКОПФА
И ГЛУБОКОНЕУПРУГОЕ
ЛЕПТОН-НУКЛОННОЕ РАССЕЯНИЕ

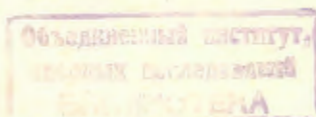
1977

P2 - 10424

В.В.Белокуров,¹ П.С.Исаев, В.Г.Малышкин,
С.Г.Коваленко²

МОДИФИКАЦИЯ ПАРТОННОЙ МОДЕЛИ
КУТИ-ВАЙСКОПФА
И ГЛУБОКОНЕУПРУГОЕ
ЛЕПТОН-НУКЛОННОЕ РАССЕЯНИЕ

Направлено в ЯФ



¹ Московский государственный университет.

² Харьковский государственный университет.

Белокуров В.В. и др.

P2 - 10424

Модификация партонной модели Кути-Вайскопфа
и глубоконеупругое лептон-нуклонное рассеяние

Показано, что партонная модель Кути-Вайскопфа неустойчива относительно бесконечно малых возмущений функций распределения по доле продольного импульса. Предложенная модификация функций распределения приводит к результатам, которые лучше согласуются с экспериментальными данными.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Belokurov V.V. et al.

P2 - 10424

Modification of the Kutzi-Weisskopf
Parton Model and Deep Inelastic
Lepton-Nucleon Scattering

It is shown that the Kutzi-Weisskopf parton model is unstable with respect to the infinitesimal perturbations of the functions of distribution over the longitudinal momentum part. The modification suggested for distribution functions gives the results which are in better agreement with experimental data.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1977

1. Введение

Процессы глубоконеупругого рассеяния лептонов на нуклонах приобретают в настоящее время все большее значение в связи с так называемой "hard-core"-физикой, т.е. физикой по исследованию структуры нуклона.

Имеется ряд теоретических подходов к описанию структуры элементарных частиц. Большой успех при описании экспериментальных данных по электромагнитным формфакторам нуклонов выпал на долю метода дисперсионных соотношений^{/1/}. Очень широкое распространение получила также партонная модель нуклона.

Известно, что глубоконеупругое лептон-нуклонное рассеяние в основном успешно описывается в рамках партонной модели^{/2/}. Модельные предположения о кварк-партонной динамике позволяют получить в явном виде структурные функции и произвести сравнение с экспериментальными данными. В таком подходе, однако, неизбежно присутствуют феноменологические параметры, значения которых определяются из условия согласия с экспериментом.

В настоящей работе предложена модификация одной из таких моделей, а именно, хорошо известной модели Кути-Вайскопфа^{/3/}. Эта модификация, являющаяся, как будет показано ниже, теоретически необходимой, приводит к лучшему согласию с экспериментальными данными по глубоконеупругому ер-рассеянию^{/4/}.

В разделе 2 обсуждаются основные предположения модели Кути-Вайскопфа, показана необходимость ее модификации и получены выражения для структурных функций глубоконеупругого ер-рассеяния.

Раздел 3 посвящен сравнению предсказаний модифицированной партонной модели с экспериментальными данными.

Напомним кинематические соотношения для процесса глубоконеупругого эр-рассеяния.

В однофотонном приближении рассматриваемый процесс графически представлен одной диаграммой /см. рис. 1/.

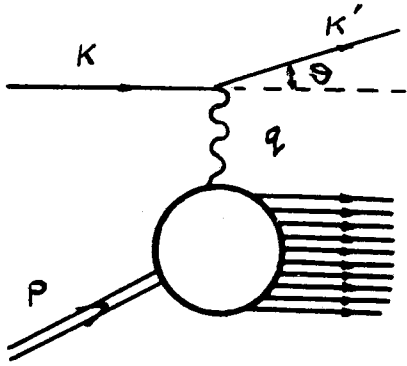


Рис. 1

Вводятся следующие обозначения: k и k' - четырехимпульсы начального и конечного лептонов; θ - угол рассеяния в лабораторной системе; ξ и ξ' - их спиральности /в случае пренебрежения массой лептона вклад в сечение дает только продольная поляризация, т.е.

$$\xi_\nu = \frac{k_\nu}{m} \quad /; p, q - \text{четыреимпульсы начального нуклона и виртуального фотона соответственно; } s - \text{спин начального нуклона. Бьеркеновский предел определен соотношениями}$$

соотношениями

$$\left. \begin{array}{l} -q^2 \rightarrow \infty \\ \nu \rightarrow \infty \end{array} \right\} \nu = \frac{pq}{M}, \quad x \left(\equiv \frac{1}{\omega} \right) = \frac{-q^2}{2M\nu} - \text{фиксированная величина.}$$

Дифференциальное сечение этого процесса, просуммированное по всем конечным адронным состояниям, а также по поляризациям конечного лептона, в лабораторной системе имеет вид:

$$\frac{d^2\sigma}{dE'd\Omega} = \frac{\alpha^2 E'}{q^4 (k \cdot p)} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu}, \quad /1.1/$$

где лептонный тензор

$$L_{\mu\nu} = 2\{k_\mu k'_\nu + k'_\mu k_\nu + \frac{1}{2} q^2 g_{\mu\nu}\} + 2i\xi\xi' \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} q^\rho k^\sigma$$

и адронный тензор

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu} = & \{-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2}\} W_1(\nu, q^2) + \\ & + \{p_\mu - \frac{q_\mu(pq)}{q^2}\} \{p_\nu - \frac{q_\nu(pq)}{q^2}\} \frac{1}{M^2} W_2(\nu, q^2) + \\ & + i\epsilon_{\mu\nu\lambda\sigma} q^\lambda \{Ms^\sigma G_1(\nu, q^2) + \frac{1}{M} [s^\sigma(pq) - p^\sigma(sq)] G_2(\nu, q^2)\}. \end{aligned} \quad /1.2/$$

Структурные функции W_1, W_2 определяют дифференциальное сечение процесса в том случае, когда начальные лептон или нуклон не поляризованы:

$$\left(\frac{d^2\sigma}{dE'd\Omega} \right)_{\text{непол.}} = \frac{4\alpha^2 E'^2}{q^4} \{2W_1 \cdot \sin^2 \frac{\theta}{2} + W_2 \cos^2 \frac{\theta}{2}\}. \quad /1.3/$$

В случае, когда лептон и нуклон поляризованы, вводятся следующие коэффициенты асимметрии дифференциального сечения:

$$\Delta_{||} = \frac{d^2\sigma(\uparrow\uparrow) - d^2\sigma(\uparrow\downarrow)}{d^2\sigma(\uparrow\downarrow) + d^2\sigma(\uparrow\uparrow)} - \text{для нуклонов, поля-}$$

ризованных антипараллельно и параллельно импульсу \vec{k} налетающего лептона, и

$$\Delta_{\perp} = \frac{d^2\sigma(\uparrow_{\rightarrow}) - d^2\sigma(\uparrow_{\leftarrow})}{d^2\sigma(\uparrow_{\rightarrow}) + d^2\sigma(\uparrow_{\leftarrow})}$$

- для нуклонов, поляризованных в плоскости рассеяния лептона перпендикулярно импульсу налетающего лептона.

Введенные коэффициенты асимметрии записываются с помощью структурных функций W_1, W_2, G_1, G_2 следующим образом:

$$\Delta_{\parallel} = \frac{(E + E' \cos \theta) M G_1 + q^2 G_2}{W_1 + \frac{1}{2} \operatorname{ctg}^2 \frac{\theta}{2} W_2}; \quad /1.4/$$

$$\Delta_{\perp} = \frac{E' \sin \theta (M G_1 + 2 E G_2)}{W_1 + \frac{1}{2} \operatorname{ctg}^2 \frac{\theta}{2} W_2}.$$

Предполагается, что в бьеркеновском пределе справедлива гипотеза скейлинга:

$$2M W_1(\nu, q^2) \rightarrow F_1(x), \quad \nu W_2(\nu, q^2) \rightarrow F_2(x); \quad /1.5/$$

$$M^2 \nu G_1(\nu, q^2) \rightarrow g_1(x), \quad M \nu^2 G_2(\nu, q^2) \rightarrow g_2(x).$$

В партонной модели функции $F_i(x)$ и $g_i(x)$ имеют вид

$$F_1(x) = x F_2(x) = \sum_i e_i^2 G_i(x), \quad /1.6/$$

$$g_1(x) = \frac{1}{4} \sum_i e_i^2 [G_i^{\uparrow}(x) - G_i^{\downarrow}(x)], \quad g_2(x) = 0,$$

где $G_i(x)$ - нормированные функции распределения пар-

тонов i -го типа по доле продольного импульса, $G_i^{\uparrow}(x)$ и $G_i^{\downarrow}(x)$ - аналогичные функции распределения для партон-ов со спиральностью, соответственно совпадающей со спиральностью нуклона или с противоположной спиральностью.

Все остальные положения партонной модели, использованные нами в работе, можно найти в книге /2/.

2. Модификация модели Кутн-Вайскопфа

Основное идейное содержание модели Кутн-Вайскопфа состоит в том, что нуклон представляется состоящим из трех валентных кварков и "моря" пар кварк-антикварк и глюонов. В данном подходе валентные кварки ответственны в основном за периферические процессы соударения, а "море" составляет "кор" нуклона и более ответственно за процессы с большими передачами импульсов. "Валентная" трехкварковая подсистема определяет внутренние квантовые числа нуклона. Подсистема партон-ов "кора" /или "ядра"/, имеющая вакуумные квантовые числа, состоит из нефиксированного числа кварк-антикварковых пар и глюонов.

Пусть $f(x, p)$, $\phi(x, p)$, $\psi(x, p)$ - одночастичные функции распределения по импульсам "валентных" кварков, кварков "ядра" и глюонов соответственно. Здесь p - полный

импульс нуклона, а $x = \frac{p_i}{p}$ - доля импульса i -го

партона. Вероятность N -частичного состояния записывается в виде

$$dP_N(x_1, x_2, \dots, x_N) = Z \frac{1}{k_1! k_2! k_3! \ell!} \delta(-1 - \sum_{i=1}^N x_i) \times \\ \times \prod_{i=1}^3 f(x_i, p) dx_i \prod_{j=1}^{k_1+k_2+k_3} \phi(x_j, p) dx_j \prod_{k=1}^{\ell} \psi(x_k, p) dx_k. \quad /2.1/$$

Здесь Z - нормировочная константа, $N=k_1+k_2+k_3+l$, $k_i=0,2,\dots$ - число кварков и антикварков "ядра" i -го типа в данном N -частичном состоянии, l - число глюонов.

Процесс взаимодействия лептона с нуклоном описывается как обмен виртуальным фотоном между лептоном и одним из партонов нуклона. В связи с этим важно найти одночастичные функции распределения $G_i(x)$ "валентного" кварка или партона "ядра" в нуклоне.

Введем одночастичные функции распределения $G_i(x)$ в предположении, что число партонов "ядра" неограниченно и что сумма импульсов всех партонов равна импульсу p нуклона. Эти функций удобно представить в виде

$$G_i(x) = G_{iv}(x) + G_{ic}(x), \quad /2.2/$$

где G_{iv} , G_{ic} - вклады "валентных" партонов и партонов "ядра".

Индекс i принимает значения 1, 2, 3 и 0 для кварков u , d , s и глюонов соответственно. При этом $G_{3v} = G_{0v} = 0$. Функции $G_i(x)$ для протона и нейтрона в рамках $SU(3)$ - симметрии связаны соотношениями

$$G_1^p = G_2^n; G_2^p = G_1^n; G_3^p = G_3^n; G_0^p = G_0^n.$$

Одночастичные функции распределения $G_{iv}(x)$ могут быть получены из dP_N следующим образом:

$$G_{1v}^p(x) = 2G_{2v}^p(x) = 2Z \lim_{p \rightarrow \infty} \left\{ f(x,p) \sum_{\substack{k_1=0,2,4,\dots \\ l=0,1,2,\dots}}^{\infty} \int \delta(1-x - \sum_{i=1}^N x_i) \times \right. \\ \left. \times \prod_{j,n} \phi(x_j, p) dx_j \psi(x_n, p) dx_n f(x_1, p) f(x_2, p) dx_1 dx_2 \right\}. \quad /2.3/$$

Аналогичным образом могут быть получены функции $G_{ic}(x)$. В результате функции $G_i(x)$ представляются в виде

$$\frac{1}{2} G_{2v}^p(x) = G_{2v}^p(x) = Z \left[\lim_{p \rightarrow \infty} f(x,p) \right] \hat{A}^{(2)} \{ f(x,p); \phi(x,p); \psi(x,p) \},$$

$$G_{1c}^p(x) = G_{2c}^p(x) = G_{3c}^p(x) = Z \left[\lim_{p \rightarrow \infty} \phi(x,p) \right] \hat{A}^{(3)} \{ f(x,p); \phi(x,p); \psi(x,p) \},$$

$$G_{0c}^p(x) = Z \left[\lim_{p \rightarrow \infty} \psi(x,p) \right] \hat{A}^{(3)} \{ f(x,p); \phi(x,p); \psi(x,p) \}, \quad /2.4/$$

где оператор $\hat{A}^{(k)}$ определен соотношением

$$\hat{A}^{(k)} \{ f(x,p); \phi(x,p); \psi(x,p) \} =$$

$$= \lim_{p \rightarrow \infty} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} e^{i(1-x)\xi} \left[\int_0^{\infty} e^{-i\xi\tau} f(\tau, p) d\tau \right]^k \times \right.$$

$$\left. \times \exp \left[\int_0^{\infty} e^{-i\xi\sigma} \phi(\sigma, p) d\sigma + \int_0^{\infty} e^{-i\xi\rho} \psi(\rho, p) d\rho \right] d\xi \right\}. \quad /2.5/$$

Несмотря на очевидный произвол в выборе функций распределения f , ϕ и ψ , они должны удовлетворять ряду условий:

а/ нормировочное условие $\int_0^1 G_v(x) dx = \text{const}$,

б/ пороговое поведение $G_i(x) \xrightarrow{x \rightarrow 0} \frac{1}{x}$, $/2.6/$

в/ $G_i(x) \xrightarrow{x \rightarrow 1} (1-x)^n$.

С учетом этих условий в работе ^{/3/} были выбраны следующие функции:

$$f_{kw}(x,p) = \frac{x^{1-a(0)}}{\sqrt{x^2 + \frac{\mu^2}{p^2}}}; \quad \phi_{kw}(x,p) = \frac{g}{3} \frac{1}{\sqrt{x^2 + \frac{\mu^2}{p^2}}};$$

$$f_{kw}\psi(x,p) = \frac{g'}{\sqrt{x^2 + \frac{\mu^2}{p^2}}}. \quad /2.7/$$

/Здесь $\alpha(0) = \frac{1}{2}$ - значение A_2 -мезонной реджевской траектории при $t=0$ /. При таком выборе функции распределения имеют следующий вид:

$${}_{kw}G_{2v}^p(x) = \frac{x^{-\frac{1}{2}}(1-x)^\gamma}{B(\frac{1}{2}, \gamma+1)},$$

/2.8/

$${}_{kw}G_{1c}^p(x) = \frac{g}{3} \frac{(1-x)^{\gamma+\frac{1}{2}}}{x}, \quad {}_{kw}G_{0c}^p(x) = \frac{3g'}{g} {}_{kw}G_{1c}^p(x),$$

где $\gamma = g + g'$.

Нас интересовал вопрос: могут ли малые изменения вероятности распределения импульсов партона в коре нуклона существенно изменить результаты модели Кути-Вайскофа? Если предположить, что у каждого из партонов величина импульса меняется на бесконечно малую величину, то поскольку импульс нуклона складывается из бесконечно большого числа партонов, результат суммирования может в принципе дать либо нулевую поправку в функцию G_i , либо конечную, либо бесконечную.

Наш вопрос об "устойчивости" функций G_v и G_c относительно бесконечно малых добавок к функциям ${}_{kw}f$, ${}_{kw}\phi$ и ${}_{kw}\psi$ эквивалентен следующему: имеет ли место при предельном переходе $\xi \rightarrow 0$ равенство

$$\lim_{\xi \rightarrow 0} \left\{ A^{(k)} ({}_{kw}f; {}_{kw}\phi + \xi; {}_{kw}\psi + \xi) - \right.$$

/2.9/

$$\left. - A^{(k)} ({}_{kw}f; {}_{kw}\phi; {}_{kw}\psi) \right\} = 0,$$

где $\hat{A}^{(k)}$ есть оператор /2.5/, а $\xi(x,p)$ - добавочная функция. Мы нашли функцию $\xi(x,p)$, такую, при которой равенство /2.9/ не выполняется:

$$\xi(x,p) = \frac{e^{-\beta x}}{\sqrt{x^2 + \frac{\mu^2}{p^2}}}.$$

Для дальнейших расчетов мы выбираем функции распределения в следующей форме:

$$f(x,p) = {}_{kw}f(x,p); \phi(x,p) = {}_{kw}\phi(x,p) + A \frac{e^{-\beta x}}{\sqrt{x^2 + \frac{\mu^2}{p^2}}};$$

/2.10/

$$\psi(x,p) = {}_{kw}\psi(x,p) + \frac{A'e^{-\beta x}}{\sqrt{x^2 + \frac{\mu^2}{p^2}}}.$$

Функции /2.10/, естественно, удовлетворяют условиям /2.6/.

Выбрав функции $f(x,0)$, $\phi(x,p)$, $\psi(x,p)$ в виде /2.10/, получим следующие выражения для функций распределения:

$$G_{2v}^p(x) = \frac{x^{-\frac{1}{2}}(1-x)^\tau}{B(\frac{1}{2}, \tau+1)} \cdot \frac{\Phi(\gamma+1; \tau+1; -\beta(1-x))}{\Phi(\gamma+1; \tau+\frac{3}{2}; -\beta)},$$

$$G_{2c}^p(x) = \frac{g}{3} \frac{(1-x)^{\tau+\frac{1}{2}}}{x} (1+Ae^{-\beta x}) \frac{\Phi(\gamma+\frac{3}{2}; \tau+\frac{3}{2}; -\beta(1-x))}{\Phi(\gamma+1; \tau+\frac{3}{2}; -\beta)},$$

$$G_{0c}^p(x) = (\gamma-g) \frac{(1-x)^{\tau+\frac{1}{2}}}{x} (1+A'e^{-\beta x}) \frac{\Phi(\gamma+\frac{3}{2}; \tau+\frac{3}{2}; -\beta(1-x))}{\Phi(\gamma+1; \tau+\frac{3}{2}; -\beta)},$$

/2.11/

где $\tau = \gamma + Ag + A'g'$, $\Phi(a; \beta; z)$ - вырожденная гипергеометрическая функция.

Так как сумма импульсов партонов равна импульсу нуклона:

$$3 \int_0^1 x G_{2v}^{p,n}(x) dx + 3 \int_0^1 x G_{2c}^{p,n}(x) dx + \int_0^1 x G_{0c}^{p,n}(x) dx = 1, \quad /2.12/$$

то параметры в формулах /2.11/ связаны соотношением

$$\begin{aligned} & \frac{3}{2} \Phi(\gamma+1; \tau + \frac{5}{2}; -\beta) + (\tau - \gamma) \Phi(\gamma + \frac{5}{2}; \tau + \frac{5}{2}; -\beta) + \\ & + \gamma \Phi(\gamma + \frac{3}{2}; \tau + \frac{5}{2}; -\beta) - (\tau + \frac{3}{2}) \Phi(\gamma+1; \tau + \frac{3}{2}; -\beta) = 0. \quad /2.13/ \end{aligned}$$

Таким образом, по сравнению с моделью Кути-Вайскопфа введено два новых параметра: τ и β .

Для доказательства утверждения /2.9/ перейдем в /2.11/ к пределу $A, A' \rightarrow 0$. При этом получим следующий результат:

$$\begin{aligned} G_{2v}^p(x) |_{A, A' \rightarrow 0} &= \frac{x^{-1/2} (1-x)^\gamma}{B(\frac{1}{2}, \gamma+1)} \cdot \frac{e^{-\beta(1-x)}}{\Phi(\gamma+1; \gamma + \frac{3}{2}; -\beta)}, \\ G_{2c}^p(x) |_{A, A' \rightarrow 0} &= \frac{g}{3} \frac{(1-x)^{\gamma+1/2}}{x} \cdot \frac{e^{-\beta(1-x)}}{\Phi(\gamma+1; \gamma + \frac{3}{2}; -\beta)} = \\ &= \frac{g}{3g'} G_{0c}^p(x) |_{A, A' \rightarrow 0}. \quad /2.14/ \end{aligned}$$

Новые функции G_{2v}^p и G_{2c}^p отличаются от функций $kw G_{2v}^p$ и $kw G_{2c}^p$ /см. формулу /2.8// наличием множителя:

$$\frac{e^{-\beta(1-x)}}{\Phi(\gamma+1; \gamma + \frac{3}{2}; -\beta)}.$$

Новые структурные функции процесса глубокоэластичного рассеяния W_1, W_2, G_1, G_2 могут быть теперь получены с помощью формул /1.6/. Предположив, как это сделано в работе /3/, что вклад в структурные функции для поляризованного рассеяния дают только "валентные" партоны, а также, что /5/

$$\frac{1}{2} [G_{1v}^\uparrow(x) - G_{1v}^\downarrow(x)] = \frac{2}{3} G_{1v}(x),$$

$$\frac{1}{2} [G_{2v}^\uparrow(x) - G_{2v}^\downarrow(x)] = -\frac{1}{3} G_{2v}(x),$$

получим

$$g_1^p(x) = \frac{5}{18} G_{2v}^p(x), \quad g_1^n(x) = 0. \quad /2.15/$$

3. Сравнение предсказаний модифицированной модели с экспериментальными данными

Сравнение теоретических предсказаний, полученных в рамках нашей модифицированной партонной модели, с экспериментальными данными /4/ по глубокоэластичному лептон-нуклонному рассеянию в области тех значений ν и q^2 , где скейлинг считается справедливым, позволяет определить значения параметров, входящих в формулы /2.11/:

$$A = -0,9; \quad g = 5,57; \quad \gamma = 19,49; \quad \tau = 22,63; \quad \beta = 268,1.$$

Полученные структурные функции $\nu W_2(\nu, q^2)$ и $2MW_1(\nu, q^2)$ лучше описывают экспериментальные данные, чем структурные функции, полученные в рамках модели Кути-Вайскопфа.

Так, для 23 экспериментальных точек, приведенных в /4/, наша модифицированная модель приводит к $\chi^2 = 40,5$, в то время как модель Кути-Вайскопфа дает

значение $\chi^2 = 78$. Таким образом, если достоверность предсказаний модели Кути-Вайскопфа равна нескольким процентам, то достоверность предсказаний модифицированной партонной модели - 50%, что представляет собою качественно более высокий результат.

Сравнение функции $F_2(x)$ с экспериментальными данными проиллюстрировано на рис. 2.

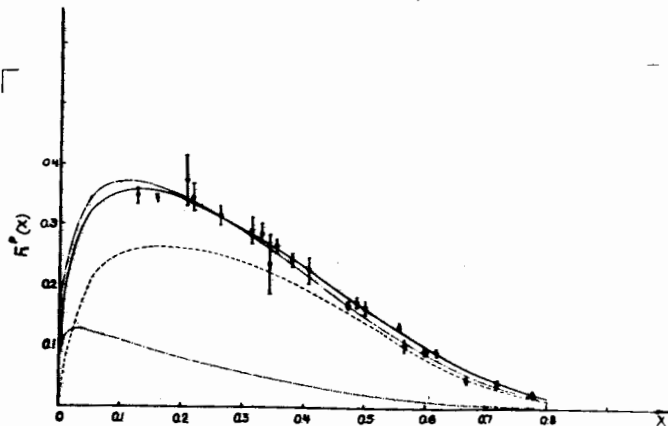


Рис. 2. График функции $F_2^P(x)$. Сплошная линия - предсказание нашей модели; прерывистая линия - вклад валентных кварков; штрих-пунктирная линия - вклад кварков "кора". Линия с двумя пунктирами - предсказание модели /3/. Эксперимент /4/.

Для правых частей правил сумм

$$\int_0^1 dx \cdot x \sum_{i=1}^3 e_i^2 G_i^{P,n}(x) = I^{P,n}$$

получены значения $I^P = 0,166$; $I^n = 0,124$, которые совпадают с точностью до третьего знака с результатом работы /3/.

В рассматриваемой нами модифицированной партонной модели, базирующейся на ненарушенной $SU(3)$ -симметрии, сохраняется трудность, связанная с тем, что

значение отношения $\frac{F_2^n(x)}{F_2^P(x)} \Big|_{x \rightarrow 1} = \frac{2}{3}$ в отличие от

экспериментальных данных, которые при значениях $x \approx 0,85$ дают величину отношения $\approx 1/3$. Мы полагаем, что модель, основанная на нарушении $SU(3)$ -симметрии, включающая нарушение скейлинга, могла бы улучшить отношение F_2^n/F_2^P , хотя это, по-видимому, приводит к появлению дополнительных свободных параметров.

Большое значение имеют опыты по рассеянию поляризованных лептонов на поляризованных мишенях. Интерес к теоретическому рассмотрению процессов с поляризованными пучками и мишенями пробудился особенно сильно в последние годы в связи с созданием "замороженных" поляризованных мишеней, созданием интенсивных источников поляризованных электронов, созданием каналов высокоэнергетических пучков μ -мезонов. Перечень теоретических вопросов, на которые эксперименты с поляризованными частицами часто дают прямые ответы, достаточно велик. Здесь и проверка партонных моделей строения нуклонов, и проверка скейлингового поведения амплитуд, проверка правил сумм, полученных на основе дисперсионных соотношений и алгебры токов, описание амплитуд рассеяния редже-триплетными диаграммами и т.д.

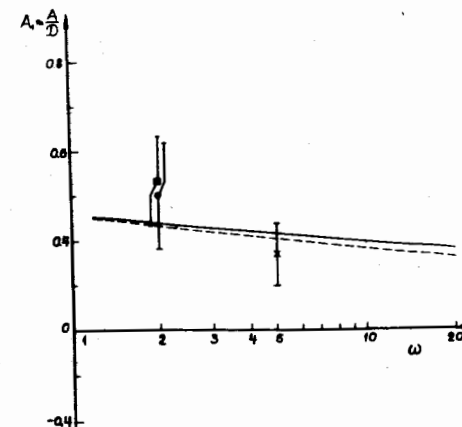


Рис. 3. График функции $A_1 = A/D$. Здесь $A \equiv \Delta_{||}$, $D = (E - E'E)/E(1 + \epsilon R)$, $\epsilon = [1 + 2(1 + 2(1 - \nu^2/q^2) \text{tg } \theta/2)]^{-1}$, $R = \sigma_I/\sigma_T$. Сплошная линия - предсказание нашей модели, прерывистая - модели /3/. Эксперимент /6/.

На рис. 3 мы приводим сравнение полученного нами коэффициента асимметрии $\Delta_{||} (=A) / \text{см. 1.4/}$ с недавно полученными экспериментальными данными по глубоко-неупругому рассеянию поляризованных электронов на поляризованных протонах^{/6/}. Экспериментальных точек мало, и ошибки еще достаточно велики. Однако в измеренной области передач q^2 можно говорить о хорошем согласии партонной модели Кути-Вайскопфа с экспериментом. Особенно, пожалуй, ценным является подтверждение положительного знака коэффициента асимметрии, что является специальным предсказанием партонной модели.

На рис. 4-7 мы провели сравнение предсказаний нашей модели и резонансной модели Фрааса^{/7/} для коэффициента асимметрии $\Delta_{||}$ при энергиях 5 и 15 ГэВ и углах 10° и 20° . При указанных энергиях и углах расхождение в предсказаниях этих моделей довольно велико, поэтому можно надеяться, что более точное измерение коэффициента асимметрии позволит сделать выбор между ними.

Можно придать определенный физический смысл введенной нами добавке к распределению партонов в коре. Действительно, функция $e^{-\beta x}$ очень напоминает собою больцмановское распределение, поэтому, глядя на формулы /2.10/, можно говорить о конкуренции больцмановского распределения и обычного фазового распределения партонов в коре и о влиянии больцмановского распределения на последующие расчеты различных эффектов.

Мы отказались от расчета других, тесно связанных с данной моделью процессов /например, процессов рассеяния нейтрино на протонах и т.д./ в связи с тем, что нами была рассмотрена модель с ненарушенным скейлингом. Нам кажется, что только после введения нарушения скейлинга в нашу модель было целесообразно рассматривать совокупность всех остальных явлений, примыкающих к процессу глубоко-неупругого рассеяния лептонов на нуклонах.

В заключение авторы приносят глубокую благодарность Д.В.Ширкову и А.В.Ефремову за многочисленные стимулирующие дискуссии.

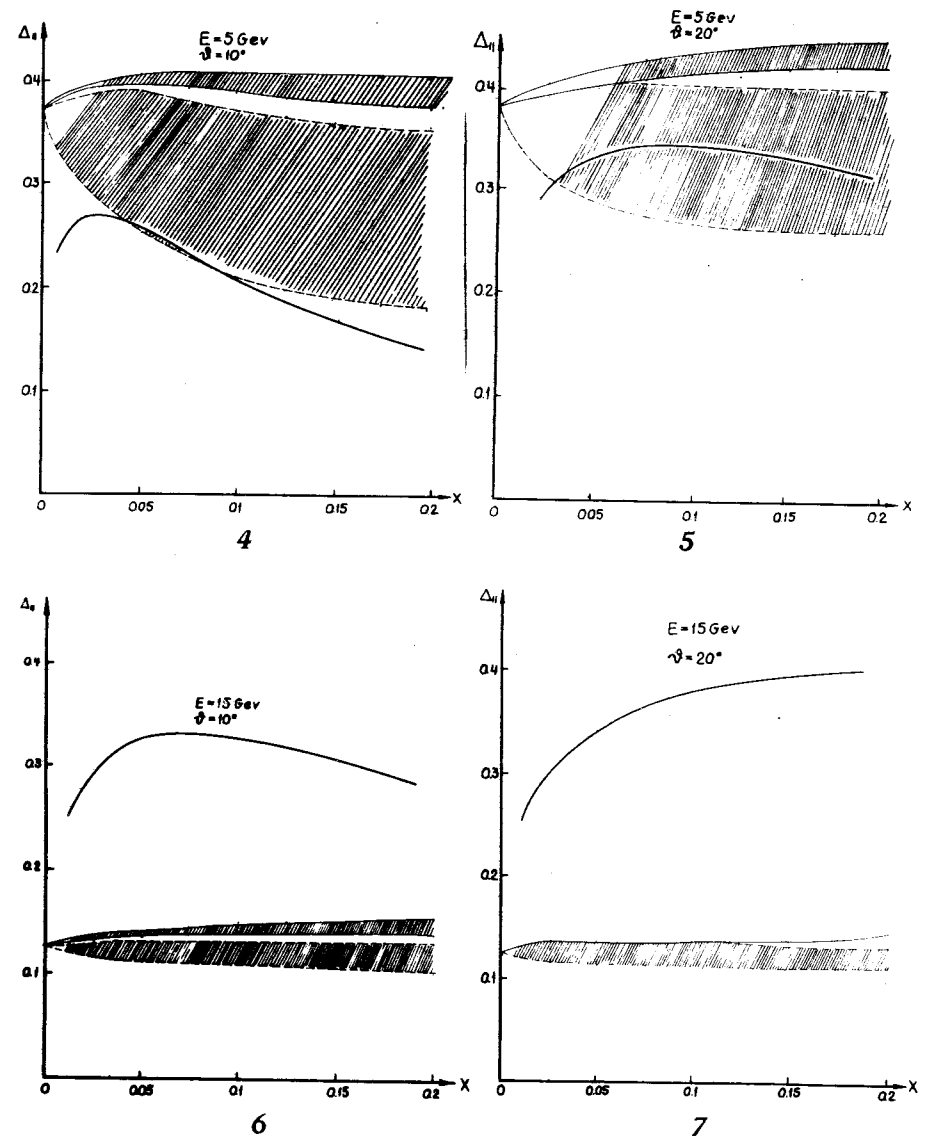


Рис. 4-7. Графики для коэффициента асимметрии $\Delta_{||}$ при энергиях $E = 5, 15 \text{ ГэВ}$ и углах $\theta = 10, 20^\circ$. Сплошная линия - предсказание нашей модели; заштрихованные области соответствуют допустимым значениям $\Delta_{||}$ в рамках модели /7/.

Литература

1. Исаев П.С. ЭЧАЯ, 1971, т. 2, Вып. 1, с. 62-105.
2. Фейнман Р. Взаимодействие фотонов с адронами. М., "Мир", 1975.
3. Kuti J., Weisskopf V.F. *Phys.Rev.*, 1971, D4, 3418.
4. Miller G. e.a. *Phys.Rev.*, 1972, D5, 528.
5. Gourdin M. *Nucl.Phys.*, 1972, B38, 418.
6. Alguard M.J. e.a. *Phys.Rev.Lett.*, 1976, 37, 1261.
7. Fraas H. Univ. Wurzburg preprint. Aug., 1975.

Рукопись поступила в издательский отдел
7 февраля 1977 года.