Письма в ЖЭТФ, том 21, вып. 6, стр 389 – 392 *20 марта 1975 г.*

ПРОЦЕССЫ ЭЛЕКТРОРОЖДЕНИЯ ПРИ МАЛЫХ Q^2 В ПАРТОННОЙ МОДЕЛИ

Н.Ю.Волконский, Л.В.Прохоров

Показано, что учет когерентного вклада в сечение рассеяния виртуального фотона на партонах ведет к удивительно хорошему описанию процесса электророждения и вне области скейлинга (малые Q^2), и что обнаруженное недавно нарушение скейлинга [5] можно объяснить наличием у партонов распределения по массам.

Согласно партонной модели адрон при высоких энергиях можно рассматривать как совокупность свободных точечных партонов. Некогерентное рассеяние на них виртуальных фотонов с большими $Q^2 = -q^2$ (q – импульс фотона, $q^2 < 0$) дает масштабно-инвариантные выражения для функций W_1 и νW_2 (скейлинг) Очевидно, это представление об адроне должно остаться верным и в случае уменьшения Q^2 без изменения энергии фотона. При этом скейлинг будет нарушаться.

Нарушение скейлинга происходит прежде всего из-за появления вклада от когерентного рассеяния фотонов. Действительно, оценки показывают, что при малых Q^2 существенны большие расстояния (например, в системе отсчета Фейнмана, где $q_0 = 0$, размеры фотона характеризуются величиной $\sim 1/\sqrt{Q^2}$ Связанное с этим нарушение скейлинга не зависит от деталей взаимодействия партонов.

Другая причина нарушения скейлинга при $Q^2 \to 0$ – большое время взаимодействия $\tau_{вз}$ фотона по сравнению со временем существования τ системы невзаимодействующих партонов. В системе Фейнмана имеем [1]

$$\tau = \frac{|\mathbf{p}|}{\sum\limits_i \frac{E^2_{i\perp}}{2\xi_i} - \frac{M^2}{2}} \approx \frac{|\mathbf{p}|Q^2}{\nu E^2_\perp} = \frac{\sqrt{Q^2}}{E^2_\perp}, \quad \tau_{вз} \sim \frac{1}{\sqrt{Q^2}}, \quad (E^2_{i\perp} = m^2_i + \mathbf{p}^2_{i\perp}) \tag{1}$$

т. е. условие $\frac{\tau_{вз}}{\tau} = \frac{E^2_\perp}{Q^2} << 1$ при малых Q^2 нарушается. Здесь $\nu = pq$, p и M – импульс и масса протона, $\xi = Q^2/2\nu$. В этом случае нарушение скейлинга уже зависит от особенностей взаимодействия партонов. Оказывается, однако, что добавочный учет лишь вклада от когерентного рассеяния фотонов хорошо описывает инклюзивное ep рассеяние и при малых Q^2. Впервые на это обратили внимание Иошии и Китани [2]. Ими были проведены расчеты, в которых, помимо обычных допущений партонной модели, приходилось постулировать амплитуды распределения партонов по поперечным координатам (или, что то же, по $\mathbf{p}_\perp$) в системе центра масс лептон-протон.

В настоящей работе, на основании формулы

$$\nu W_2(\xi, Q^2) = \nu W_2(\xi) 2 \int_0^\infty dY (1 - \cos\sqrt{Q^2}Y) F(Y), \qquad (2)$$

которая была получена с учетом когерентного вклада при естественном предположении об отсутствии среди *wee* партонов валентных, во-первых, показана слабая зависимость νW_2 от распределения партонов $F(Y)$ по поперечному расстоянию между ними Y, во-вторых, произведено сравнение полученных результатов с последними более точными экспериментальными данными. На рис. 1 функция

$$\frac{\nu W_2}{M^2} = F_2(\xi)(1 - e^{-a^2 Q^2}) ; \quad (\xi \to 0, \ a^2 = 3{,}37 \ \text{Гэв}^{-2}) \qquad (3)$$

(сплошная линия) сравнивается с данными, извлеченными из работы [3] с использованием интерполяции. Формула (3) получена в предположении о гауссовом распределении $F(Y)$.

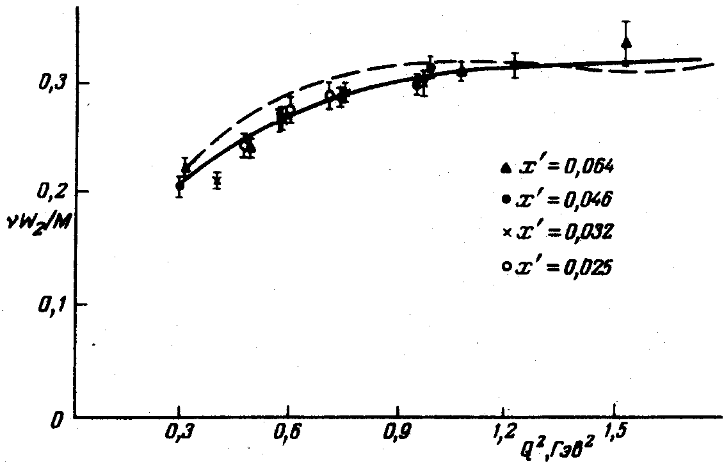

Рис.1. Зависимость $\frac{\nu}{M} W^2$ от Q^2 при $x^1 = \frac{W^2 - Q^2}{Q^2} \to 0$

На рис. 2 величина $\sigma_T + \epsilon\sigma_S$, вычисленная по формуле

$$\sigma_T + \epsilon\sigma_S = \frac{4\pi^2 a}{W^2 - M^2} \frac{1}{\xi} \frac{\nu W_2}{M^2} \frac{1 + \epsilon R}{1 + R} \left(1 + \frac{M^2 Q^2}{\nu^2}\right) \qquad (4)$$

сравнивается с данными работы [4]. Здесь σ_S, σ_T – полные сечения рассеяния продольных и поперечных фотонов на протоне, $R = \sigma_S / \sigma_T$, $W^2 = (p + q)^2$, $\epsilon^{-1} = 1 + 2\,\mathrm{tg}^2 \frac{\theta}{2} \left(1 + \frac{\nu^2}{Q^2 M^2}\right)$ и θ – угол рассеяния лептона в лабораторной системе отсчета. Расчет проводился для $\theta = 10°$; предполагалось, что при $1{,}5 \gtrsim Q^2 \gtrsim 0{,}3$ Гэв^2 $R = 0{,}18$, а при $Q^2 \lesssim 0{,}3$ Гэв^2 $R \approx M^2 Q^2/\nu^2$. Постоянная a^2 в формуле (3) определялась из условия $\sigma_T(Q^2 = 0) = \sigma^{\gamma p}_{tot} = 120$ мбн [4]. Пунктирными линиями на рис. 1, 2 изображены соответствующие функции в предположении о трапециевидном распределении партонов по Y. Верхнее и нижнее основания трапеции брались соответственно равными $2r_0$ и $4r_0$; величина $r_0^2 = 40$ $Гэв^{-2}$ также вычислялась из условия $\sigma_T(Q^2 = 0) = 120$ *мбн*. Из этих рисунков видно, что результаты расчетов нечувствительны к деталям распределения партонов по Y.

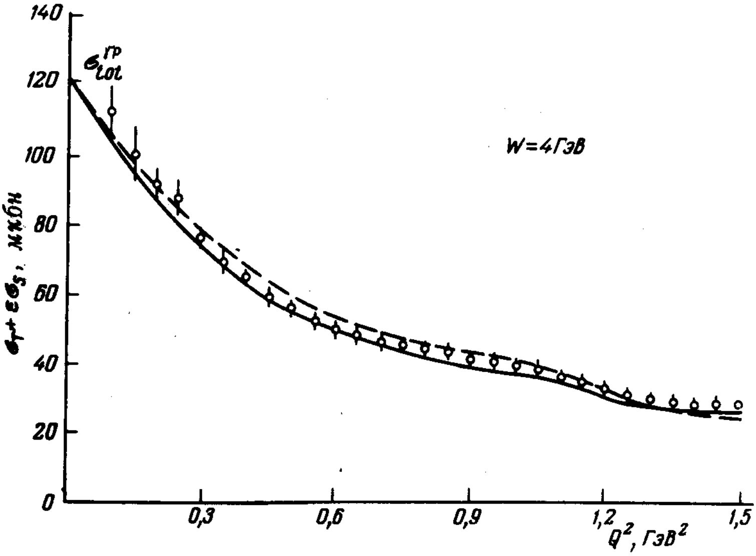

Рис 2 Зависимость $\sigma_T + \epsilon\sigma_S$ от Q^2 где σ_T и σ_S соответственно полные сечения рассеяния на протоне поперечного и продолбного фотонов

Сравнение формулы (4) с данными эксперимента показывает, что согласие с опытом оказывается лучшим, нежели этого можно было ожидать на основании общих оценок (1). Едва ли такое согласие случайно. Поэтому приходится допустить, что или партоны внутри адрона взаимодействуют слабее, чем это обычно предполагается исходя из их адронной природы, или оценка (1) слишком груба. Последнее представляется более вероятным. В случае, когда число партонов N велико (а именно такие состояния существенны при малых Q^2), важно, чтобы во взаимодействии не участвовал именно тот партон (или пара партонов), который поглощает фотон. Между тем формула (1) дает оценку лишь для времени существования всей совокупности партонов в целом. Если, например, состояние системы изменится за счет взаимодействия лишь какой-нибудь пары партонов, то вероятность участия в этом акте данного партона будет пропорциональна N^{-1}. Иначе: если число партонов велико, то нарушающий скейлинг вклад от одного или двух партонов будет мал.

Наконец, и это в-третьих, мы хотим обратить внимание на то, что партоны могут обладать некоторым распределением по массам. Наличие такого распределения будет существенным при не очень больших

ν и Q^2. Возможно, что именно с этим связано обнаруженное недавно нарушение скейлинга [5]. В самом деле, если партоны, поглощая или испуская фотон, могут менять массу, то функции $W_{1,2}$ для партонов будут пропорциональны $\delta(q^2 + 2x_i\nu + m_i^2 - m_i^2)$, т. е. структурные функции $F_{1,2}$ будут зависеть от $x'' = \xi(1 - \frac{\Delta m^2}{Q^2})$. Это наводит на мысль,

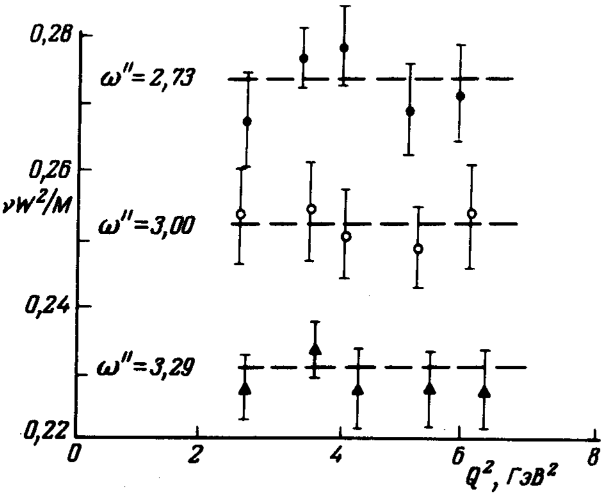

Рис 3 Зависимость $\frac{\nu}{M}$ W_2 от Q^2 при фиксированном значении ω''

что скейлинг будет наступать быстрее всего в том случае, если пользоваться переменной $\omega'' = \frac{\omega}{1 - (\Delta^2/Q^2)}$, где $\Delta^2 \approx 0{,}35\,Гэв^2$. Из рис. 3 видно, что при фиксации ω'' скейлинг выполняется хорошо. Данные взяты из работы [3].

Ленинградский
государственный университет
им. А.А.Жданова

Поступила в редакцию
21 января 1975 г.

Литература

[1] R.P.Feynman. Photon-Hadron Interections, №4, 1972.

[2] H.Yoshii, K.Kitani. Phys. Rev.,D6, 1945, 1972.

[3] J.S.Poucher et al. Preprint SLAC-pub-1309 (e), XII, 1973.

[4] E.D.Bloom. Proc. of XII Int. Conf. on High En Phys, 2, 1972.

[5] E.Riordan et al. Phys. Lett., 62B, 249, 1974.