ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Р2 - 9821

А.В.Ефремов, А.В.Радюшкин

ВЗАИМОДЕЙСТВУЩИЕ ПАРТОНЫ

1976

P2 - 9821

А.В.Ефремов, А.В.Радюшкин

ВЗАИМОДЕЙСТВУЩИЕ ПАРТОНЫ

Направлено в "Physics Letters"
и на 18 Межд. конф. по физике высоких энергий
Тбилиси, 1976

Ефремов А.В., Радюшкин А.В. P2 - 9821

Взаимодействующие партоны

На основе анализа асимптотик диаграмм Фейнмана в квантовой теории поля предложена модифицированная партонная модель, учитывающая взаимодействие партонов, приводящее к нарушению бьеркеновского скейлинга при $Q^2 \geq 20\text{-}30\ (\text{ГэВ/с})^2$.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований
Дубна 1976

Efremov A.V., Radyushkin A.V. P2 - 9821

Interacting Partons

By analysing the asymptotic forms of Feynman diagrams in quantum field theory modified parton model is proposed, which takes into account the parton interaction leading to the breaking of the Bjorken scaling for $Q^2 \geq 20\text{-}30\ (\text{GeV/c})^2$.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research
Dubna 1976

Последние экспериментальные данные по глубоконеупругому μp -рассеянию/1/ в области больших Q^2 указывают на явное и весьма специфическое отклонение поведения νW_2 от бьеркеновского скейлинга и классической партонной модели/2/. На важность поисков нарушения скейлинга указывалось Боголюбовым еще в 1970 году/3/. Такие нарушения предсказывались как с точки зрения конформной теории/4/, так и на основе суммирования асимптотике диаграмм в теории поля/5/. Изложение техники суммирования можно найти в обзоре/6/.

Основной результат этих исследований состоит в том, что при $-q^2 >> m^2$ меллиновский образ $\Phi^{(i)}(J,j,m^2)$ структурной функции $W^{(i)}(q^2,\omega,m^2)$

$$W^{(i)}(q^2,\omega,m^2) = \frac{\pi}{(2\pi i)^2} \int\limits_{-i\infty}^{i\infty} dj\, dJ\, \omega^j (-q^2)^J \frac{\Gamma(j-J)}{\Gamma(j+1)} \Phi^{(i)}(J,j,m^2) \qquad (1)$$

может быть представлен в виде

$$\Phi^{(i)}(J,j,m^2) = \sum_k V_k^{(i)}(J,j,\mu^2)\, f_k(j,m^2,\mu^2), \qquad (2)$$

где индекс k означает различные двухчастичные состояния виртуальных частиц (рис. 1). Функции V соответствуют диаграммам с интегрированием по большим виртуальным импульсам (малым расстояниям), точнее – по малым значениям параметров α в α-представлении/6/ для $\Phi(J,j,m^2)$:

$$\Phi(J,j,m^2)=\sum_{\substack{\text{все}\\ \text{диагр.}}} H(\text{к.с.})\int\frac{\prod_\sigma d\alpha_\sigma}{\mathcal{D}^2(\alpha)}\sum_{a,b}\left|\frac{A_-}{\mathcal{D}}\right|^{j-a}\left(\frac{A_{q^2}}{\mathcal{D}}\right)^{J-j-b}\cdot G^{a,b}(\alpha)\,e^{I(\alpha,m^2)}, \tag{3}$$

где $H(\text{к.с.})$ – множитель, зависящий от констант связи. $V_k^{(i)}$ зависят от эффективной константы взаимодействия на малых расстояниях, тогда как f_k связана с интегралами по области больших расстояний. Функция Φ не зависит от способа разбиения расстояний на "малые" и "большие", в то время как V и f, каждая в отдельности, от выбора разбиения (от μ^2) зависит.

Цель этой заметки – показать, что представление (2) означает модифицированное партонное описание, учитывающее взаимодействие партонов, приводящее к нарушению бьеркеновского скейлинга в области, где величиной $\bar{g}^2(\mu^2)\ln(-q^2/\mu^2)$ нельзя пренебречь.

Действительно, в импульсных переменных факторизация вкладов в формуле (2) означает, что

$$W^{(i)}(q^2,\omega,m^2)=\sum_k\int_0^1\frac{dx}{x}\,v_k^{(i)}(q^2,\omega x,\mu^2)\,f_k(x,m^2,\mu^2), \tag{4}$$

где $f_k(x)$ описывает процесс "отщепления" от адрона с 4-импульсом p виртуальной частицы (партона) с 4-импульсом xp, а $v(q^2,\omega x,\mu^2)$ соответствует сечению глубоконеупругого рассеяния на этом партоне. Если эффективная константа взаимодействия на малых расстояниях мала, то для величины $v^{(2)}$ можно ограничиться борновским (рис. 1б) членом

$$v_k^{(2)}(q^2,\omega,\mu^2)_{Born}=Q_k^2\,\delta(1-\omega), \tag{4а}$$

что приводит к бьеркеновскому скейлингу. Следующие диаграммы вносят поправку, пропорциональную $\bar{g}^2(\mu^2)\ln(-q^2/\mu^2)$, а это приводит к нарушению скейлинга, когда эта величина становится заметной.

Согласно (2), функции V и f зависят от параметра μ^2, в то время как $\Phi^{(i)}$ от μ^2 не зависят. Это позволяет написать уравнения ренормгруппы для обратного меллиновского образа $V_k^{(i)}(q^2,j,\mu^2)$ аналогично тому, как это было сделано для функций E вильсоновского разложения/7/. При этом следует нормировать V следующим образом: $\lim_{g\to 0}\left\{V_k^{(i)}(\frac{q^2}{\mu^2},j,g)\Big/\left[V_k^{(i)}(\frac{q^2}{\mu^2},j,g)\right]_{Born}\right\}=1$. Функции $f_k(x,m^2,\mu^2)$ можно записать в α-представлении:

$$f_k(x,m^2,\mu^2)=\mathrm{Reg}_{\mu^2}\sum_{\text{диагр. 1а}}H(\text{к.с.})\int\frac{\prod_\sigma d\alpha_\sigma}{\mathcal{D}^2(\alpha)}\,e^{I(\alpha,m^2)}\cdot G\left(\alpha,p;\frac{\hat{q}}{2(pq)}\right)\delta\left(1-\frac{1}{x}\left|\frac{A_-}{D}\right|\right)\qquad k\geq 1 \tag{5}$$

$$f_0(x,m^2,\mu^2)=\mathrm{Reg}_{\mu^2}\sum_{\text{диагр. 1б}}H(\text{к.с.})\int\frac{\prod_\sigma d\alpha_\sigma}{\mathcal{D}^2(\alpha)}\,e^{I(\alpha,m^2)}\cdot\left|\frac{A_-}{D}\right|\delta\left(1-\frac{1}{x}\left|\frac{A_-}{D}\right|\right), \tag{6}$$

где суммирование ведется по всем диаграммам типа Рис.1а для партонов-фермионов, и 1б для глюонов+), а операция Reg_{μ^2} означает регуляризацию по всем расходящимся подграфам, $\hat{q}/2(pq)$ означает, что $\frac{\hat{q}}{2(pq)}$ должна стоять в V – вершине. Из представлений (5),(6) следует равенство

$$\sum_{k=0}\int_0^1 f_k(x)\,x\,dx=1. \tag{7}$$

вытекающее из того, что выражение, получающееся при подстановке (5), (6) в (7), является матричным элементом тензора энергии-импульса. Аналогично получается соотношение

$$\sum_{i=1}\int_0^1 dx\,C_i\,f_i(x)=C_N \tag{8}$$

+) При этом предполагается, что подграф, соответствующий V, сжат в точку.

где C_i – некоторое квантовое число i- того партона (заряд, странность, проекция изоспина), а C_N – соответствующее квантовое число нуклона. Эти соотношения не зависят от выбора параметра μ^2, а отсутствие произвольных коэффициентов пропорциональности обеспечивается нормировкой V (при такой нормировке борновский член для $V^{(2)}$ дается выражением 4а).

Тем не менее, следует подчеркнуть, что и при эти условиях V и f зависят от μ^2, но если μ^2 зафиксировано, то V и f становятся определенными функциями, причем $V(q^2/\mu^2, j)$ может быть вычислена по теории возмущений, а $f(x,\mu^2)$ играют роль партонных функций распределения.

Учитывая заряды партонов, можно записать (2) в форме

$$\Phi(J,j,m^2)=\sum_{i=1} Q_i^2 f_i(j) E_0(J,j)+\langle Q^2\rangle f_0(j) E_2(J,j)+ \\ +\langle Q^2\rangle\left(E_1(J,j)-E_0(J,j)\right)\sum_{i=1} f_i(j). \tag{9}$$

Происхождение выражения (9) иллюстрируется на Рис.2 : E_0 есть сумма всех"сжатых"/6/ подграфов, не обладающих двухчастичными глюонными делениями ; E_1 (E_2) есть сумма всех сжатых подграфов с двумя внешними фермионными (глюонными) линиями, $\langle Q^2\rangle$ –средний квадрат заряда партонов. Использование формул (4), (9) приводит к следующему представлению для структурных функций:

$$W^{(a)}(q^2,\omega)=\int_{1/\omega}^{1}\frac{dx}{x}\left\{E_0^{(a)}\left(\frac{q^2}{\mu^2},\omega x\right)\sum_{i=1}\left(Q_i^2-\langle Q^2\rangle\right)f_i(x)+\right. \\ \left.+E_1^{(a)}\left(\frac{q^2}{\mu^2},\omega x\right)\langle Q^2\rangle\sum_{i=1} f_i(x)+E_2^{(a)}\left(\frac{q^2}{\mu^2},\omega x\right)\langle Q^2\rangle f_0(x)\right\}. \tag{10}$$

Первый член представляет собой несинглетную часть, второй и третий дают синглетный вклад. Функции $E_k\left(\frac{q^2}{\mu^2},\omega\right)$ определяются соотношением

$$E_k\left(\frac{q^2}{\mu^2},\omega\right)=\frac{1}{2\pi i}\int_{\delta-i\infty}^{\delta+i\infty} dj\ \omega^j E_k\left(\frac{q^2}{\mu^2},j\right). \tag{11}$$

Исходя из (10), можно находить поправки к бьеркеновскому скейлингу, определяя E_k из теории возмущений. Удобно при этом использовать разложения по $\bar g^2(\mu^2)\ln(-\frac{q^2}{\mu^2})$, поскольку наблюдающиеся отклонения от скейлинга малы. Первое приближение по $g_0^2\ln(-\frac{q^2}{\mu^2})$ в простой теории с фиксированной точкой, в которой глюоны псевдоскалярные $SU(3)$ – синглетные частицы, дает для $W_L; W\equiv -g_{\mu\nu}W^{\mu\nu}$ выражение (W° – борновский член):

$$W(q^2,\omega)=W^\circ(\omega)\left\{1+g_0^2\ln\left(-\frac{q^2}{\mu^2}\right)\left[\left(\int_1^\omega\frac{W^\circ(\xi)}{\xi W^\circ(\omega)}d\xi-\right.\right.\right. \\ \left.\left.\left.-\frac{1}{\omega}\int_1^\omega\frac{W^\circ(\xi)}{W^\circ(\omega)}d\xi-\frac{1}{2}\right)+2\sum_{i=1}Q_i^2\int_1^\omega\frac{f_0(\xi)}{\xi W^\circ(\omega)}d\xi\right]\right\} \tag{12}$$

$$W_L(q^2,\omega)=-\frac{2m^2}{\omega^2 q^2}W+g_0^2\left(\frac{1}{\omega}\int_1^\omega W^\circ(\xi)d\xi-\right. \\ \left.-\frac{1}{\omega^2}\int_1^\omega\xi W^\circ(\xi)d\xi\right). \tag{13}$$

Выражение в круглых скобках в (12), есть функция, монотонно приближающаяся к нулю снизу. При $\omega=\omega_0$, где эта функция сокращается со вторым членом из (12), характер нарушения скейлинга меняется. При $\omega<\omega_0$ $W(\omega,q^2)$ уменьшается с ростом $-q^2$, при $\omega>\omega_0$ $W(\omega,q^2)$ с ростом $-q^2$ увеличивается.

В "редживской области" $\omega\gg 1$ предпочтительнее использовать j-представление партонных распределений

$$W^{(i)}(q^2,\omega)=\frac{\pi}{(2\pi i)^2}\sum_{k,l}\int_{-i\infty}^{i\infty}E_k^{(i)}\left(\frac{q^2}{\mu^2},j\right)f_l(j)\lambda_{kl}\,\omega^j dj\,. \quad (14)$$

Ведущей особенностью, в этом случае будет особенность Померанчука $f(j)\sim\frac{1}{j-1}$. Поэтому при $\omega\to\infty$

$$W^{(i)}(q^2,\omega)\sim\omega\sum_{k,l}\lambda_{kl}E_k^{(i)}(q^2/\mu^2,\,j=1)\,(x f_l(x))_{x=0}\,. \quad (15)$$

Это выражение позволяет различать между асимптотической свободой и теорией с конечной ренормировкой заряда, потому что

$$E^{KP}\sim(-q^2/\mu^2)^{g_0^2\,\gamma(1)}$$

$$E^{AC}\sim\left[\ln(-q^2/\mu^2)\right]^{\frac{\gamma(1)}{B}}\,. \quad (16)$$

Таким образом, для конечной ренормировки $W(q^2,\omega)$ при $\omega\gg1$ растет быстрее любой степени логарифма, а рост в теориях с асимптотической свободой ограничен некоторой степенью логарифма.

Из предыдущего рассмотрения следует, что классическая партонная модель имеет смысл только в ограниченной области передач

$$|q^2|\gtrsim 2(\text{ГэВ}/c)^2,\quad \bar g^2(q^2)\ln\left(-\frac{q^2}{\mu^2}\right)\ll 1\,. \quad (17)$$

Интересно, однако, отметить, что для процесса $pp\to\mu^+\mu^-X$ при больших массах пары даже в области (17) вместо обычного механизма однофотонной аннигиляции Дрелла – Яна возникают совершенно другие механизмы типа Рис.3.

Однако партонные субпроцессы в этих механизмах подавлены дополнительным фактором $\bar g^2(q^2)$, так что выход на "скейлинговый режим" $m^3_{\mu\mu}\frac{d\sigma}{dm_{\mu\mu}}\sim const$ должен задерживаться по сравнению с глубоко-неупругим рассеянием. То же самое можно сказать и об инклюзивных процессах с большим поперечным импульсом.

Мы благодарны А. М. Балдину, Л.Н. Липатову, Д. Станенову, А.Н. Тавхелидзе и Д.В. Ширкову за стимулирующее обсуждение и полезные замечания.

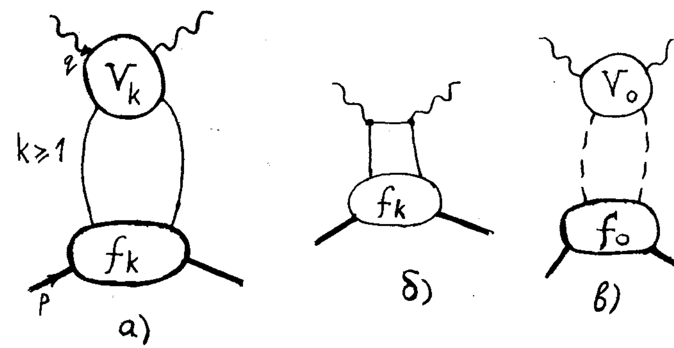

Рис. 1.

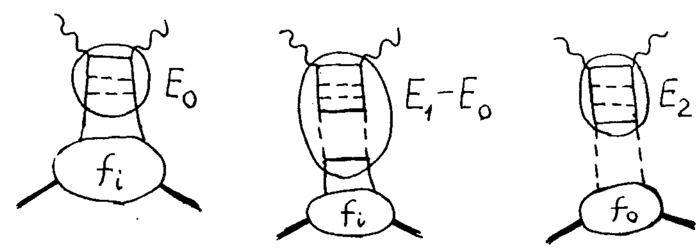

Рис. 2.

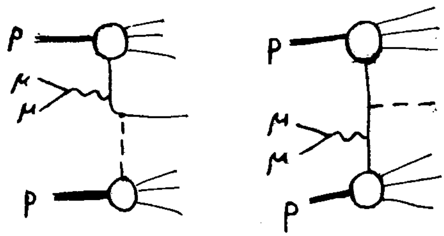

Рис. 3.

Литература:

I. C.Chang et al, Phys. Rev. Lett., 35,901 (1975)

2. Р.П. Фейнман. "Взаимодействие фотонов с адронами". М.,Наука, (1974).

3. Н.Н. Боголюбов, в "XY Int.Conf. on High Energy Physics" (1972) стр. 537 , Киев, 'Наукова думка , (1974), стр. 537.

4. А.М. Поляков, там же, стр. 509

5. А.В. Ефремов, там же, стр. 539

6. A.V.Efremov, I.F. Ginzburg. "Fortschr d.Physik" 22, 575 (1974)

7. N.Christ et al., Phys. Rev., D6, 3543 (1972)

8. D.I. Gross, F. Wilczek, Phys. Rev., D9, 980 (1974)

Рукопись поступила в издательский отдел
26 мая 1976 года.