

E-924



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

909/2-80

3/3-80

P2 - 12900

А.В.Ефремов, А.В.Радюшкин

ФАКТОРИЗАЦИЯ И АСИМПТОТИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ
ФОРМФАКТОРА ПИОНА
В КВАНТОВОЙ ХРОМОДИНАМИКЕ

1979

Ефремов А.В., Радюшкин А.В.

P2 - 12900

Факторизация и асимптотическое поведение
формфактора пиона в квантовой хромодинамике

В рамках квантовой хромодинамики получена формула,
выражающая асимптотику формфактора через фундаментальные
константы.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической
физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований, Дубна 1979

Efremov A.V., Radyushkin A.V.

P2 - 12900

Factorization and Asymptotical Behaviour
of Pion Form Factor in QCD

In the framework of QCD, the formula is derived
which expresses the asymptotical behaviour of the pion
form factor in terms of fundamental constants of the
theory.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

За последние два года наметился определенный прогресс
в понимании динамики жестких упругих процессов в рамках
квантовой хромодинамики^{/1-9/}. Простейшей задачей в этом
направлении является исследование асимптотического поведе-
ния формфактора пиона, трактуемого как связанное состояние
в системе кварк-антикварк. Первые работы на эту тему появи-
лись в 1977 году^{/1-3/}. Однако полный анализ проблемы в рам-
ках КХД в этих работах дан не был*. Более детальное иссле-
дование было выполнено в работах^{/4-6/}, где было показано,
что при достаточно больших передачах импульса, $q \equiv P' - P$, ам-
плитуда $T(P, P')$, описывающая формфактор $q\bar{q}$ -системы с фик-
сированной массой, факторизуется во всех порядках и для всех
логарифмов теории возмущений /ТВ/:

$$T(P, P') = \phi^*(P', \mu^2) \otimes \frac{E(Q^2/\mu^2, g)}{Q^2} \otimes \phi(P, \mu^2) + O(1/Q^4), \quad /1/$$

где ϕ, ϕ^* - волновые функции, аккумулирующие информацию о ди-
намике на больших расстояниях, E/Q^2 - амплитуда партонного
подпроцесса, идущего на малых расстояниях, а $Q^2 = -q^2$. Эта
факторизация полностью аналогична факторизации, справедливой
для жестких инклюзивных процессов^{/10,11/} /см. также^{/8/} /. Как
обычно, параметр $1/\mu^2$ отделяет малые расстояния от больших.
Этот результат можно обобщить и на другие жесткие упругие
процессы /см., например, ^{/2/} /. Недавно нам стало известно,
что Бродский и Лепаж, по их утверждению, вывели представле-
ние /1/ в рамках главного логарифмического приближения с по-
мощью более наглядного, чем наш, подхода^{/8/}. Мы учитываем

* В частности, в^{/1/} формфактор пиона вычислялся в лестнич-
ном приближении, хотя в используемой авторами этой работы
фейнмановской калибровке некоторые нелестничные диаграммы
дают вклад по крайней мере того же порядка, что и лестнич-
ные. С другой стороны, работы^{/2,3/} являются краткими сообще-
ниями, в силу чего доказательство некоторых утверждений
в них отсутствует.

все логарифмы, и это приводит, естественно, к усложнению анализа, хотя его основные принципы достаточно просты. В данной заметке мы резюмируем основные идеи и результаты работ ^{2,4-6/}. Кроме того, мы обсудим вкратце структуру одного из вкладов, дающего степенную по $1/Q^2$ поправку к основному результату, с тем, чтобы проиллюстрировать возможность дополнительной инфракрасной чувствительности для амплитуд формфакторного типа.

Наш подход основан на систематическом использовании теории возмущений. Поэтому, чтобы изучать свойства связанных состояний, необходимо ввести в рассмотрение полные амплитуды, которые даются суммой по всем порядкам ТВ. Например, для изучения формфактора пиона необходимо рассматривать амплитуду $T(p_1, p_2; p'_1, p'_2)$, описывающую формфактор $q\bar{q}$ -системы с фиксированной массой $((p_1 + p_2)^2 = (p'_1 + p'_2)^2 = m_\pi^2)$. Подчеркнем, однако, что фундаментальные поля /т.е. кварки и глюоны/, сопоставляемые внешним линиям соответствующих диаграмм Фейнмана, могут /а в КХД даже должны/ находиться вне массовой поверхности. Но в этом случае амплитуда $T(\{p_i\})$ не будет калибровочно-инвариантной величиной. Простейший выход состоит в замене исходной амплитуды T амплитудой, соответствующей диаграммам с бесцветными внешними линиями, относящимися к некоторым фиктивным частицам /см. рис. 1/. Заметим, что внутренние части диаграмм в обоих случаях совпадают. На самом деле, достаточно доказать факторизацию /1/ для некоторой системы, описываемой произвольным набором $K(\psi, \bar{\psi}, A)$ фундаментальных полей, который имеет ненулевую проекцию на пионное состояние /см. ^{6/} /.

Наш анализ мы начинаем с того, что записываем каждую из диаграмм рис. 1б в α -представлении ^{12/}:

$$T(Q^2, p^2) \sim \int_0^\infty \prod d\alpha_\sigma D^{-2}(a) G(p_1, p_2, p'_1, p'_2, a) \exp i(Q \frac{2A(a)}{D(a)} + p^2 I(a)), \quad (2)$$

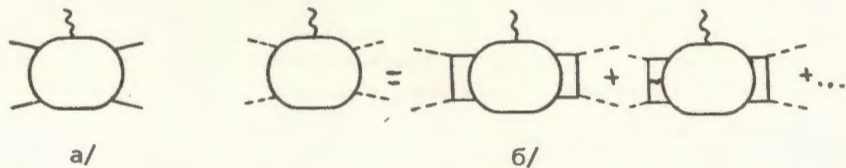


Рис. 1. Амплитуды, описывающие формфактор системы $q\bar{q}$: а/ простейшая амплитуда, имеющая цветные внешние линии, б/ модифицированная амплитуда, имеющая синглетные по цвету внешние линии.

где p^2 - параметр, характеризующий величину малых импульсных переменных.

Если воспользоваться аналогией между фейнмановской диаграммой и электрической цепью ^{13/}, то величину α_σ -параметра можно интерпретировать как сопротивление соответствующего участка цепи: $\alpha_\sigma = 0$ означает короткое замыкание линии σ , а $\alpha_\sigma = \infty$ аналогично удалению линии σ из диаграммы.

Заметим, что интегрирование по области, в которой $A/D > p$, дает экспоненциально убывающий вклад $O(\exp(-Q^2 p))$, и, таким образом, степенные вклады $O(Q^{-N})$ можно получить только в результате интегрирования по области, в которой функция A/D обращается в нуль. В рассматриваемой задаче имеется две основные возможности для обращения A/D в нуль:

- а/ режим малых расстояний /MP/, когда равны нулю некоторые α -параметры $\alpha_{\sigma_1}, \dots, \alpha_{\sigma_n}$ /соответствующие линии $\sigma_1, \dots, \sigma_n$ будем называть "тяжелыми"/, и
- б/ инфракрасный режим /ИР/, когда некоторые α -параметры обращаются в бесконечность /соответствующие линии называют "мягкими"/.

Возможны также различные комбинации из двух основных режимов. Заметим, что $A/D = 0$ означает, что диаграмма не зависит от большой импульсной переменной Q^2 . Таким образом, чтобы обнаружить области, в которых $A/D = 0$, необходимо найти линии, сжатие которых в точку ($\alpha_\sigma = 0$) и/или/ удаление которых из диаграммы ($\alpha_\sigma = \infty$) ликвидирует зависимость диаграммы от Q^2 . Наиболее важные конфигурации показаны на рис. 2. Нас интересуют, конечно, лишь те из них, которые приводят к вкладам $O(Q^{-N})$ с минимальным N . Подсчет степени N основан на том, что основной вклад дает область интегрирования, в которой $\alpha \sim 1/Q^2$ для тяжелых линий и $\alpha \sim Q^2/p^4$ для мягких. В импульсном представлении это соответствует интегрированию по $k \sim Q$ и $k \sim p^2/Q$ соответственно.

С помощью этого правила легко установить, что рис. 2а соответствует поведению $T \sim 1/Q^2$ /с точностью до логарифмов/, если спинорная структура подграфа V проектируется на аксиальную структуру $(\gamma_5 \gamma_\mu)$, и поведению $T \sim 1/Q^4$, если берется псевдоскалярная (γ_5) проекция. Рис. 2б для отдельных диаграмм соответствует тому же поведению, что и рис. 2а. Однако после суммирования по всем диаграммам все члены, приводящие к главному /в степенном смысле/ вкладу, полностью сокращаются при условии, что все внешние линии бесцветны. Наше доказательство того, что подобное сокращение имеет место, основывается на результате Стермана ^{14/}, состоящем в том, что в каждом порядке ТВ полная амплитуда $T(p, k)$ /рис. 2ж/ менее сингулярна при $k=0$, $p^2=0$, чем это следует из упрощенной оценки. Затем

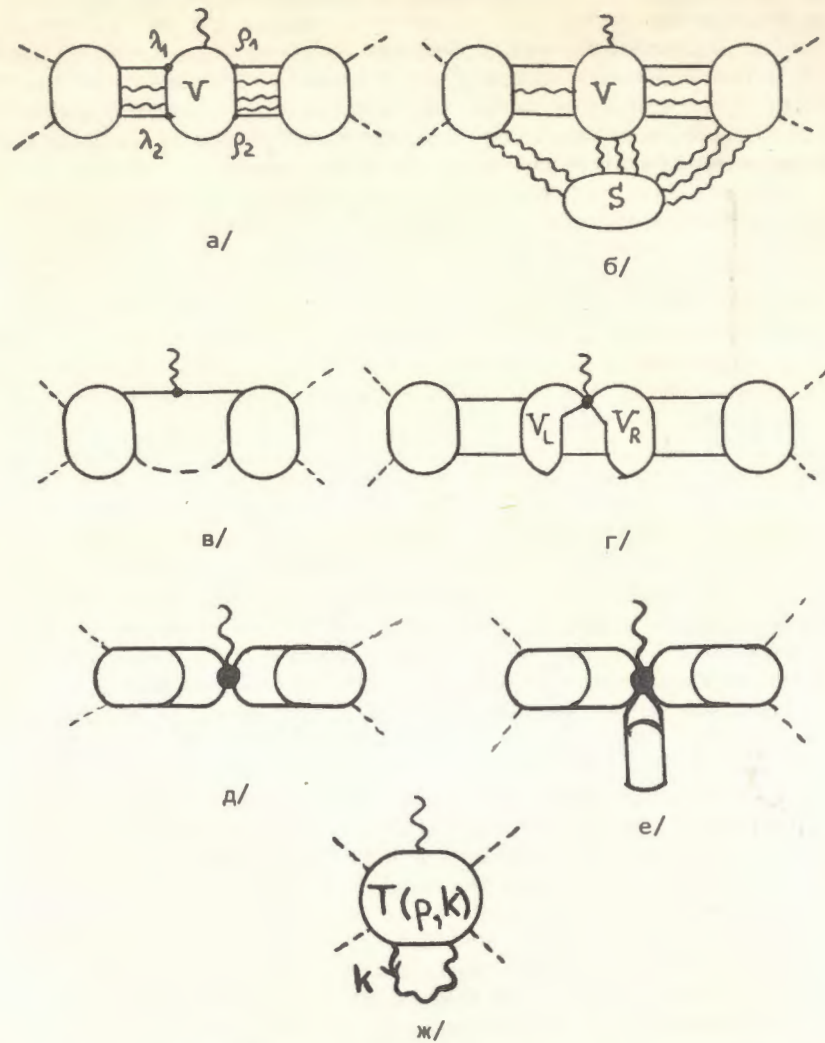


Рис. 2. Конфигурации, ответственные за степенные вклады: а/ тяжелые линии образуют некоторый подграф V; б/ вдобавок к конфигурации 2а имеется набор S мягких глюонных линий, соединяющих начальное и конечное состояния; в/ один из валентных кварков - мягкий; г/ тяжелые линии образуют два различных подграфа, V_L и V_R ; д/ редуцированная диаграмма для конфигураций 2а-в; е/ то же для конфигурации 2г.

мы используем то, что дополнительный множитель $O((pk)/Q^2)$, ослабляющий сингулярность при $k=0$, после интегрирования по области $k \sim p^2/Q$ приводит к дополнительному подавлению амплитуды фактором $O(p^2/Q^2)$. Заметим, что это доказательство применимо только к калибровочно-инвариантным амплитудам: например, для простейшей амплитуды /у которой внешние линии соответствуют кваркам, находящимся вне массовой поверхности/ в фейнмановской калибровке остаются несокращенные множители типа $\ln p_1^2/p_2^2$ *.

Рис. 2в дает степенной вклад только для безмассовых кварков. Однако и в этом случае ему соответствует вклад $1/Q^4$. Наиболее экзотическая конфигурация показана на рис. 2г. Соответствующая редуцированная диаграмма /т.е. диаграмма, получающаяся из исходной сжатием в точку тяжелых линий и удалением мягких/ изображена на рис. 2е: она состоит из 3 слабосвязных кварковых частей, а не из двух, как на рис. 2д. Смысл этой конфигурации более ясен в меллиновском представлении для $T(Q^2, p^2)$:

$$T(Q^2, p^2) = \frac{1}{2\pi i} \int_{-\delta-i\infty}^{-\delta+i\infty} (Q^2)^J \Gamma(-J) \Phi(J) dJ. \quad (3)$$

В этом представлении асимптотическое поведение $T(Q^2)$ дается самой правой сингулярностью функции $\Phi(J)$, например, если $T \sim 1/Q^2$ /как на рис. 2а/, тогда $\Phi(J)$ имеет полюс $(J+1)^{-1}$, который получается как раз вследствие интегрирования по малым α - параметрам линий подграфа V. Если на рис. 2г оба подграфа - левый (V_L) и правый (V_R) - дают полюс $(J+1)^{-1}$; тогда полная сингулярность есть $(J+1)^{-2}$, т.е. $T(Q^2, p^2) \sim \ln(Q^2/p^2)/Q^2$. Необходимо, однако, иметь в виду, что $1/Q^2$ - вклад, обусловленный режимом МР для V_L /или V_R /, получается из множителя $1/Q^4$, который дают знаменатели пропагаторов, и из множителя Q^2 , который дают числители. Последний из этих двух факторов возникает только для аксиальной проекции. Но можно показать, что даже в этом случае невозможно получить Q^2 - множитель одновременно для V_L и V_R /5/.

Таким образом, в фейнмановской калибровке главный вклад /который ведет себя, как $1/Q^2$, с точностью до возможных логарифмов/ может быть получен только в результате интегрирования по малым α в подграфах V, имеющих 4 внешних кварковых линии и произвольное число внешних глюонных линий /рис. 2а/. Далее такие подграфы будем называть " Q^2 -подграфами". Для количественной определенности будем считать,

* Мы признательны В.Л.Черняку и В.Г.Сербо, обратившим наше внимание на этот факт.

что $\lambda(V) \equiv a_{\sigma_1} + \dots + a_{\sigma_n}$ ($\sigma_i \in V$) мало, если $\lambda(V) < 1/\mu^2$, где μ - произвольный масштаб порядка Q . Таким образом, вклад $O(1/Q^2)$ может быть представлен в виде следующей суммы:

$$T^{\text{lead}}(Q^2) = \sum_i T_{\text{MF}}(Q^2, V_i), \quad /4/$$

где $T_{\text{MF}}(Q^2, V_i)$ обусловлен интегрированием по области, в которой $\lambda(V_i)$ мало ($\lambda(V_i) < 1/\mu^2$), но все λ , относящиеся к большим Q^2 -подграфам V_k , велики ($\lambda(V_k) > 1/\mu^2$, если $V_k \supset V_i$). Другими словами, V_i соответствует малым расстояниям, тогда как \bar{V}_i / т.е. часть диаграммы, лежащая вне V_i / - большим.

Простейшей конфигурацией при этом является та, в которой подграф V_i не имеет внешних глюонных линий. Другие конфигурации можно получить из нее, добавляя всевозможными способами внешние глюонные линии. Дальнейший анализ наиболее удобно проводить в координатном представлении. Применяя тождество Фирца /с целью расфакторизовать спинорную структуру диаграмм/, для простейшей конфигурации находим

$$T^{\text{прост}}(p_1, p_2, p'_1, p'_2) = \sum_{i,j=S,V,T,A,F} \int d^4 \lambda_1 d^4 \lambda_2 d^4 \rho_1 d^4 \rho_2 \langle p'_1 p'_2 | S^+ T \{ \bar{\psi}(\rho_1) \Gamma_i \psi(\rho_2) S \} | 0 \rangle E_{ij}(\lambda_1, \lambda_2, \rho_1, \rho_2; \mu^2) \quad /5/$$

$$\langle 0 | S^+ T \{ \bar{\psi}(\lambda_2) \Gamma_j \psi(\lambda_1) S \} | p_1 p_2 \rangle.$$

Главный вклад в /5/ обусловлен A -проекцией, т.е. операторами $\bar{\psi}(x_1) \gamma_5 \gamma_\mu \psi(x_2)$. Суммирование по внешним глюонным линиям /с точностью до членов, имеющих степенную малость/ приводит к замене этих операторов калибровочно-инвариантными /10/, например:

$$\bar{\psi}(\lambda_1) \gamma_5 \gamma_\mu \psi(\lambda_2) \rightarrow \bar{\psi}(\lambda_1) \gamma_5 \gamma_\mu P \exp i g \left(\int_{\lambda_2}^{\lambda_1} \hat{A}_\mu(z) dz^\mu \right) \psi(\lambda_2). \quad /6/$$

Разлагая эти операторы в ряд Тейлора по локальным калибровочно-инвариантным операторам $\bar{\psi} \gamma_5 \gamma_\mu \hat{D}_{\mu_1} \dots \hat{D}_{\mu_n} \psi$ и пере-разлагая последние по операторам с определенным твистом, после интегрирования по λ и ρ получим

$$F_\pi(Q) = \sum_{m,n=0}^{\infty} f_m^*(\mu^2, g) \frac{1}{Q^2} E_{mn} \left(\frac{Q^2}{\mu^2}, g \right) f_n(\mu^2, g) + O(1/Q^4), \quad /7/$$

где f_m^* , f_n - редуцированные матричные элементы операторов с твистом 2. отождествляя f_m^* , f_n с моментами "партонных" волновых функций $\phi(\xi)$

$$\int_{-1}^1 \xi^n \phi(\xi, \mu^2) d\xi = f_n(\mu^2), \quad /8/$$

получаем весьма естественную партонную картину /см. рис. 3а/: $\phi(\xi)$ описывает распад пиона на составляющие его кварки, $\phi^*(\eta)$ - обратный процесс, тогда как $1/Q^2 E(\xi, \eta; Q^2/\mu^2, g)$ - амплитуда партонного подпроцесса, идущего на малых расстояниях, - строится по обычным правилам ТВ, причем μ играет роль инфракрасного обрезания для логарифмов. В низшем порядке по константе связи /рис. 3б/ получаем

$$\frac{1}{Q^2} E^{\text{Born}} = \frac{2g^2 C_F}{N_c (1-\xi)(1-\eta) Q^2}, \quad /9/$$

где $N_c=3$, $C_F=4/3$. Если $SU(2)$ -симметрию считать точной, то $\phi(\xi, \mu^2) = \phi(-\xi, \mu^2)$. Чтобы избежать логарифмов типа $\ln Q^2/\mu^2$ в поправках высших порядков для E , возьмем $\mu=Q$, и в результате

$$F_\pi(Q) = \frac{8\pi a_s(Q)}{Q^2} \cdot \frac{C_F}{N_c} \left| \int_{-1}^1 \frac{\phi(\xi, Q^2)}{1-\xi^2} d\xi \right|^2 + O(1/Q^4) + O(a_s^2). \quad /10/$$

Эта формула имеет смысл только в том случае, если интеграл по ξ сходится. Однако этот интеграл должен сходиться в каждом порядке ТВ, в рамках которой выведена формула /10/. Действительно, в нулевом приближении $\phi(\xi) \sim \delta(\xi-x)$, если $p_1 = \frac{1+x}{2} P$ в системе с бесконечным импульсом. Используя a -представление для $\phi(\xi)$, можно показать, что в каждом порядке

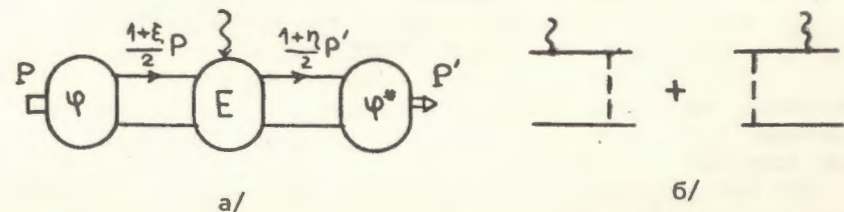


Рис. 3. а/ Партонная картина для формфактора пиона; б/ низшее приближение для амплитуды партонного подпроцесса.

по α_s функция $\phi(\xi)$ ведет себя, как $(1-\xi^2)$ при $\xi^2 \sim 1$ /см. /5/ / . В принципе, конечно, возможно, что полная волновая функция, получающаяся в результате суммирования по всем порядкам ТВ, не обеспечивает сходимости интеграла при $\xi^2=1$. В этом случае необходимо было бы разрабатывать методы анализа вне рамок теории возмущений. К счастью, ситуация, в действительности, не столь безнадежна: можно показать, что при достаточно больших Q^2 функция $\phi(\xi, Q^2)$ ведет себя, как $(1-\xi^2)$ при $\xi^2 \sim 1$ /5,6/

Эволюция волновой функции $\phi(\xi, Q^2)$ с изменением Q^2 может быть вычислена с помощью расчета аномальных размерностей соответствующих операторов. Однако в упоминавшемся выше базисе имеется смешивание между фундаментальными операторами $O_{\mu_1 \dots \mu_n}(x)$ и их производными $(\partial/\partial x)^k O_{\mu_1 \dots \mu_n}(x)$. Матрица аномальных размерностей диагональна только в конформном базисе, т.е. для операторов

$$K_{\mu_1 \dots \mu_n} = \bar{\psi} \gamma_5 \{ \gamma_\mu [\partial_+^n C_n^{3/2} (2\vec{D}/\partial \vec{t})]_{\mu_1 \dots \mu_n} \} \psi, \quad /11/$$

где $C_n^{3/2}(x)$ - полиномы Гегенбауэра, $\partial_+ = \partial_+^{\vec{t}}$, $2\vec{D} = \vec{D} - \vec{D}$, $\partial_+^n (\vec{D}/\partial \vec{t})^k = \partial_+^{n-k} (\vec{D})^k$ /5/. Редуцированные матричные элементы этих операторов имеют простую зависимость от Q в главном логарифмическом приближении

$$k_n(Q^2) \equiv \int_{-1}^1 \phi(\xi, Q^2) C_n^{3/2}(\xi) d\xi = k_n(Q_0^2) \left(\frac{\ln Q_0^2/\Lambda^2}{\ln Q^2/\Lambda^2} \right)^{\gamma_n/B}, \quad /12/$$

где γ_n - стандартная несинглетная аномальная размерность, а $B=11-2N_{\text{flavour}}/3$. Гегенбауэровские моменты легко обращаются, и в результате

$$\phi(\xi, Q^2) = (1-\xi^2) \sum_{n=0,2,4} \frac{n+3/2}{(n+1)(n+2)} k_n(Q^2) C_n^{3/2}(\xi). \quad /13/$$

Заметим, что партонные волновые функции удовлетворяют специфичному условию нормировки

$$iP_\mu \int_{-1}^1 \phi(\xi, Q^2) d\xi = \langle 0 | \bar{u} \gamma_5 \gamma_\mu d | P \rangle = iP_\mu f_\pi, \quad /14/$$

поскольку матричный элемент аксиального тока известен из распада $\pi \rightarrow \mu \nu$: $f_\pi = 133$ МэВ. Это означает, что $k_0(Q^2) = f_\pi$ для всех Q^2 .

При очень больших Q^2 все члены с $n \geq 2$ вымирают и остается только вклад с $n=0$: $\phi(\xi, \infty) = 3f_\pi(1-\xi^2)/4$. В результате формфактор пиона /по крайней мере при сверхбольших Q^2 / может быть выражен через фундаментальные константы

теории

$$F_\pi^{(ab)}(Q^2) = \frac{8\pi \alpha_s(Q) f_\pi^2}{Q^2}. \quad /15/$$

Если, однако, аналитически продолжить выражение /15/ в область $Q^2 = 1-4$ ГэВ², можно увидеть, что формула /15/ находится в плохом согласии с имеющимися экспериментальными данными. Можно попытаться отнести разногласие на счет операторов с высшими твистами, например, добавить к /15/ вклад Р-проекции в /5/. Действительно, используя уравнения движения, легко установить, что

$$\langle 0 | \bar{u} \gamma_5 d | P \rangle = f_\pi \frac{m_\pi^2}{m_u + m_d} \approx f_\pi \cdot (1,8 \text{ ГэВ}), \quad /16/$$

т.е. Р-проекция может давать значительный вклад при умеренно больших Q^2 . При вычислении вклада Р-проекции, возникают, однако, осложнения, связанные с конфигурацией 2г. Природу этого осложнения легко понять, если прибегнуть к языку партонной модели. Аналог формулы /9/ для Р-проекции будет содержать фактор $(1-\xi)^{-2}$, а не $(1-\xi)^{-1}$, тогда как псевдоскалярная волновая функция ведет себя /в ТВ/ при $\xi^2 \sim 1$ тоже как $O(\alpha_s)(1-\xi^2)$. В результате возникает логарифмическая расходимость. Если не пренебрегать массой кварков, то $[(1-\xi)(1-\eta)]^{-1} \rightarrow [(1-\xi)(1-\eta) + m_q^2/Q^2]^{-1}$ и мы получаем дополнительный $\log Q^2$ -фактор в согласии с вышеприведенным обсуждением вклада конфигурации 2г. Такой же дополнительный логарифм возникает в теории $\phi_{(6)}^3$, рассмотренной в работе /16/. Однако все лидирующие полюса функции $\Phi(J)$ /в данном случае при $J=-2$ / обусловлены интегрированием по малым α -параметрам, т.е. несмотря на дополнительную инфракрасную чувствительность /которая соответствует третьей слабосвязной компоненте редуцированной диаграммы, рис. 2e/, асимптотика формфактора двухчастичного связанного состояния даже в теории $\phi_{(6)}^3$ управляется /в ТВ/ малыми расстояниями. Более детальное обсуждение Р-вклада в КХД /а также $\phi_{(6)}^3$ -теории/ будет дано в другой работе.

К счастью, в КХД для главного вклада конфигурация рис. 2г не работает, и в этом аспекте КХД проще, чем $\phi_{(6)}^3$ - ее "простой" скалярный аналог.

ЛИТЕРАТУРА

1. Jackson D.R. Thesis, CALTECH, Pasadena, 1977; Farrar G.R., Jackson D.R. Phys.Rev.Lett., 1977, 43, p.246.

2. Радюшкин А.В. ОИЯИ, P2-10717, Дубна, 1977.
3. Черняк В.Л., Житницкий А.Р., Сербо В.Г. Письма в ЖЭТФ, 1977, 26, с.760.
4. Efremov A.V., Radyushkin A.V. JINR, E2-11535, Dubna, 1978.
5. Efremov A.V., Radyushkin A.V. JINR, E2-11983, Dubna, 1978.
6. Efremov A.V., Radyushkin A.V. JINR, E2-12384, Dubna, 1979.
7. Parisi G. Phys.Lett., 1979, 84B, p.225.
8. Brodsky S.J., Lepage G.P. SLAC Preprints SLAC-PUB-2294 and 2343, 1979; Phys.Rev.Lett., 1979, 43, p.545.
9. De Rujula A. Rapporteur talk at the EPS Conference, Geneva, June, 1979; CERN, TH-2739, Geneva, 1979.
10. Efremov A.V., Radyushkin A.V. JINR, E2-11725, E2-11726, E2-11849, Dubna, 1978.
11. Ellis R.K. et al. Nucl.Phys., 1979, B152, p.285.
12. Chisholm R. Proc. Cambr. Phys. Soc., 1952, 48, p.300; Symanzik K. Progr.Theor.Phys., 1958, 20, p.690.
13. Бьеркен Дж., Дрелл С. Релятивистская квантовая теория. "Наука", М., 1978, т.2, §127.
14. Sterman G. Phys.Lett., 1978, 73B, p.440.
15. Appelquist T., Poggio E. Phys.Rev., 1974, D10, p.3280.

Рукопись поступила в издательский отдел
1 ноября 1979 года.