

9/1-84



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

164/84

P2-83-721

С.В.Михайлов, А.В.Радюшкин

ЯДРО ЭВОЛЮЦИИ
ДЛЯ ВОЛНОВОЙ ФУНКЦИИ ПИОНА:
ДВУХПЕТЛЕВОЙ РАСЧЕТ
В ФЕЙНМАНОВСКОЙ КАЛИБРОВКЕ

Направлено в "Physics Letters B"

1983

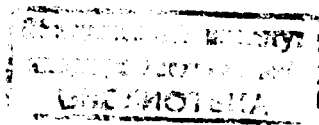
1. ВВЕДЕНИЕ

Уравнения эволюции играют важную роль при анализе как инклюзивных^{/1,2/}, так и эксклюзивных^{/3/} жестких процессов. Они описывают зависимость функций распределения партонов и партонных волновых функций от ренормировочного параметра μ . Хорошо известно, что для последовательного учета радиационных поправок необходимо знать эволюционные ядра по крайней мере в двухпетлевом приближении. Для инклюзивных процессов двухпетлевые расчеты были выполнены несколько лет тому назад^{/4,5/}. Вычисление ядер эволюции для эксклюзивных процессов является более сложной задачей, и первый / пока единственный / результат - двухпетлевое ядро эволюции для волновой функции пиона - был получен совсем недавно^{/6,7/}. Оба расчета^{/6/} и^{/7/} выполнены в светоподобной аксиальной калибровке с использованием техники, аналогичной развитой в^{/5/} для инклюзивных процессов. Известно, однако, что светоподобная калибровка весьма сингулярна, в частности, в ней появляются "лишние" ультрафиолетовые расходимости, которые устраняются фактически "руками" /подробности см. в^{/5/} /. Кроме того, как подчеркивалось в^{/7/}, в процессе расчетов эволюционного ядра для волновой функции пиона вскрылись новые особенности этой калибровки, не проявившие себя при расчете ядер для инклюзивных процессов. Не слишком вдохновляющим является также то, что выражения, полученные в светоподобной калибровке для отдельных диаграмм, существенно более громоздки, чем суммарный вклад всех диаграмм. Все это ставит задачу разработки более регулярного метода расчета ядер эволюции для эксклюзивных процессов.

В настоящей работе дается краткое описание нового метода, позволяющего проводить расчет ядер эволюции в ковариантных калибровках, например в фейнмановской, свойства которой хорошо изучены и описаны во всех учебниках по квантовой теории поля. С помощью этого метода нам удалось воспроизвести результат работы^{/7/} /и, с некоторыми оговорками, - работы^{/6/} / и тем самым подтвердить, что в расчетах^{/6,7/} не было допущено систематических ошибок, обусловленных самим фактом использования сингулярной светоподобной аксиальной калибровки.

2. ВОЛНОВАЯ ФУНКЦИЯ ПИОНА И ЕЕ ЭВОЛЮЦИЯ

Волновую функцию пиона $\Phi(x, \mu^2)$ можно определить следующим образом^{/8/}:



$$a_N(\mu^2) \equiv \int_0^1 \Phi(x, \mu^2) x^N dx = \frac{i^N}{2(P_N)^{N+1}} \langle 0 | \bar{u} \gamma_5 \hat{n}(n_\nu, D^\nu)^N d | P \rangle, \quad /1/$$

где n_μ - некоторый светоподобный вектор / $n^2 = 0$ /, обеспечивающий выделение симметричной бесследовой части калибровочно-инвариантного локального оператора $\bar{u} \gamma_5 \gamma_\mu D_{\mu_1} \dots D_{\mu_N} d$ с квантовыми числами π^- -мезона; $D_\mu = \partial_\mu - ig A_\mu^a r^a$ - ковариантная производная, действующая на поле d -кварка; $|P\rangle$ - однопионное состояние с импульсом P , а μ^2 - ренормировочный параметр для составных операторов. Зависимость моментов a_N от μ^2 описывается уравнением ренорм-группы /8/:

$$\mu \frac{d}{d\mu} a_N(\mu^2) = \sum_{K=0}^N Z_{NK}(g) a_K(\mu^2), \quad /2/$$

где Z_{NK} - матрица аномальных размерностей /8/. Комбинируя выражения /1/, /2/, можно получить уравнение эволюции для волновой функции пиона /3/:

$$\mu \frac{d}{d\mu} \Phi(x, \mu^2) = \int_0^1 V(x, y; g) \Phi(y, \mu^2) dy, \quad /3/$$

Ядро эволюции $V(x, y; g)$ связано с матрицей Z_{NK} соотношением

$$\int_0^1 V(x, y; g) x^N dx = \sum_{K=0}^N Z_{NK}(g) y^K, \quad /4/$$

3. ЭВОЛЮЦИОННЫЕ ЯДРА В КОВАРИАНТНЫХ КАЛИБРОВКАХ

Стандартный метод вычисления аномальных размерностей составных операторов основан на разложении величины $(n_\nu, D^\nu)^N$ по формуле бинома, так чтобы зависимость операторной вершины от кварковых и глюонного полей стала явной:

$$\bar{u} \gamma_5 \hat{n}(n_\nu, D^\nu)^N d = \bar{u} \gamma_5 \hat{n} d^{(N)} + \sum_{k=0}^{N-1} C_N^{k+1} \bar{u} \gamma_5 \hat{n}(n_\nu, A^{(k)}) d^{(N-k-1)} + \dots, \quad /5/$$

где $\phi^{(k)} \equiv (n_\nu, \partial^\nu)^k \phi$. Дальнейший расчет проводится обычным образом. Для инклюзивных процессов детальное описание вычислений дано, например, в работе /9/. Обобщение на эксклюзивный случай требует лишь незначительных модификаций /см., например, рабо-

ту /10/, в которой подробно обсуждается однопетлевой расчет/. Однако построение $V(x, y; g)$ по известным значениям Z_{NK} является довольно сложной проблемой. Кроме того, из имеющегося опыта расчетов ядер для инклюзивных процессов известно, что прямое вычисление непосредственно ядра $P(z)$ представляет собой значительно более простую задачу, чем вычисление соответствующих аномальных размерностей γ_N . В действительности простейший способ получения γ_N состоит в вычислении сначала $P(z)$, а затем его моментов, которые и дают γ_N . Однопетлевые расчеты величин Z_{NK} и $V(x, y; g)$ свидетельствуют о том, что для эксклюзивных процессов это замечание справедливо даже в большей мере, чем для инклюзивных.

Исходя из этого будем придерживаться стратегии прямого вычисления ядра $V(x, y; g)$, минуя расчет матрицы Z_{NK} . С этой целью сопоставим каждому оператору, входящему в разложение /5/, многочастичную волновую функцию:

$$\frac{1}{2(P_N)^{N+1}} \langle 0 | \bar{u} \gamma_5 \hat{n}(n_{\nu_1}, A_{\nu_1}^{(k_1)}) \dots (n_{\nu_\ell}, A_{\nu_\ell}^{(k_\ell)}) d^{(N-k_1-\dots-k_\ell-\ell)} | P \rangle = \quad /6/$$

$$= \int_0^1 \phi_\ell(x_0, x_1, \dots, x_\ell) x_1^{k_1} \dots x_\ell^{k_\ell} [dx]_{\ell+1},$$

зависящую, вообще говоря, от выбора калибровки*. В /6/ введено обозначение $[dx]_{\ell+1} = \delta(i - \sum_0^\ell x_i) dx_0 \dots dx_\ell$. Далее, используя соотношение /1/-/6/, можно представить $\Phi(x)$ в виде суммы по функциям ϕ_k , взятым с весами, диктуемыми формулой /5/:

$$\begin{aligned} \Phi(x) &= \sum_{k=1}^{\infty} \int_0^1 \rho_k(x, z_1, \dots, z_k) \phi_k(z_0, \dots, z_k) [dz]_{k+1} = \\ &= \int_0^1 \delta(x - z_1) \phi_1(1 - z_1, z_1) dz_1 + \\ &+ \int_0^1 dz_1 \int_0^1 dz_2 \theta(1 - z_1 - z_2) \frac{\delta(x - z_2) - \delta(x - z_1)}{z_2 - z_1} \phi_2(1 - z_1 - z_2, z_1, z_2). \end{aligned} \quad /7/$$

При перенормировке имеет место смешивание функций ϕ_k друг с другом:

$$\mu \frac{d}{d\mu} \phi_k(\{z\}, \mu^2) = \sum_{j=1}^{\infty} \int_0^1 V_{kj}(\{z\}, \{y\}) \phi_j(\{y\}, \mu^2) [dy]_{j+1}. \quad /8/$$

* Выполнение спектрального условия $0 < x < 1$ для функций $\phi_\ell(x_0, x_1, \dots, x_\ell)$ доказано в работе /11/.

Отметим, что из формул /3/, /7/, /8/ вытекает условие на ядра ρ_i

$$\sum_{i=1}^{\infty} \int_0^1 \rho_i(x, \{z\}) V_{ij}(\{z\}, \{y\}) [dz]_{j+1} = \int_0^1 V(x, z) \rho_j(z, \{y\}) dz. \quad /9/$$

которое должно выполняться в силу калибровочной инвариантности. Справедливость /9/ гарантируется на самом деле тождествами Уорда, связывающими ϕ_k -функции.

Взяв $j = 1$ в формуле /9/ и воспользовавшись тем, что $\rho_1(z, y_1, y_2) = \delta(y_1 - z)$, приходим к формуле

$$V(x, y) = \sum_{k=1}^{\infty} \int_0^1 \rho_k(x, \{z\}) V_{k1}(\{z\}, y) [dz]_{k+1}, \quad /10/$$

сводящей вычисление $V(x, y)$ к расчету ядер $V_{k1}(\{z\}, y)$. В каждом фиксированном порядке теории возмущений достаточно, в действительности, знать лишь несколько первых ядер: V_{11} и V_{21} в однопетлевом приближении, V_{11}, V_{21}, V_{31} - в двухпетлевом и т.д.

Подход, описанный выше, применим, очевидно, и к расчету ядер для инклюзивных процессов, необходимо лишь слегка модифицировать формулы /6/-/10/.

4. СВЯЗЬ ЯДЕР, ОПИСЫВАЮЩИХ ИНКЛЮЗИВНЫЕ И ЭКСКЛЮЗИВНЫЕ ПРОЦЕССЫ

В техническом аспекте наш подход близок к формализму "разрезанных" вершин (cut vertex formalism)^{12,4/}. В частности, N -частичный вклад в операторную вершину содержит произведение δ -функций типа $\delta(x_1 - (k_1)_n)/(P_n) \dots \delta(x_N - (k_N)_n)/(P_n)$. Но необходимо подчеркнуть, что, поскольку в нашем случае через операторную вершину не проходит разрез, наше исходное выражение не содержит δ -функций типа $\delta(k_i^2)$, связанных с внутренними линиями диаграммы. В инклюзивном случае, однако, эти δ -функции нетрудно восстановить, вычислив интегралы по k_i путем взятия соответствующих вычетов. Последующий расчет в этом случае полностью совпадает с принятым в методе разрезанных вершин. В свою очередь для ядер эволюции, соответствующих эксклюзивным процессам, интегрирование путем взятия вычетов дает δ -функции, стоящие на "неправильных" линиях, для местонахождения которых трудно сформулировать какие-либо графические правила. Кроме того, число различных вариантов в данном случае существенно больше, чем для инклюзивных процессов. Поэтому мы не используем прием с интегрированием путем взятия вычетов, а вычисляем интегралы по k_i ковариантным образом, используя α -представление

$$\delta(x - \frac{kn}{Pn}) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} da \exp \{ ia(x - \frac{kn}{Pn}) \} \quad /11/$$

для вершинных δ -функций.

Мы обнаружили при этом, что фактически для всех диаграмм расчет инклюзивного ядра $P(z)$ существенно проще, чем эксклюзивного $V(x, y)$. Однако путем детального анализа соответствующих фейнмановских интегралов в ряде случаев нам удалось найти общие формулы, выражающие $V(x, y)$ через $P(z)$. В этих случаях ядро $V(x, y)$ можно вычислять двумя существенно независимыми способами /прямым образом и через $P(z)$ / и тем самым контролировать правильность расчетов для каждой из таких диаграмм. Кроме того, правильность результатов для $P(z)$ можно проверить, сравнивая их с выражениями для каждой диаграммы, приведенными в работе /4/ *.

Общие формулы справедливы, в частности, для диаграмм, не содержащих глюонные линии, соединяющие линии разных кварков /см. рис. 1а, б/.

Для таких вкладов во всех порядках теории возмущений имеет место соотношение

$$V_i^{(a, b)}(x, y) = \frac{1}{2} \{ P_i(\frac{x}{y}) \frac{\theta(y-x)}{y} + (x \leftrightarrow \bar{x}, y \leftrightarrow \bar{y}) \}, \quad /12/$$

где $\bar{x} = 1-x$, $\bar{y} = 1-y$. Аналогичная формула справедлива для обобщенно-треугольных диаграмм типа приведенных на рис. 1в, г:

$$V_i^{(b, \gamma)}(x, y) = \frac{1}{2} \{ \frac{1}{y} P_i(\bar{x}) - \frac{\theta(x-y)}{y} P_i(\bar{x}/\bar{y}) + (x \leftrightarrow \bar{x}, y \leftrightarrow \bar{y}) \}. \quad /13/$$

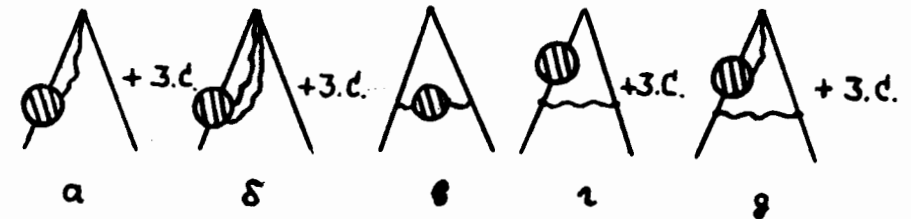


Рис. 1. Структура диаграмм, для которых имеют место общие формулы, связывающие $P_i(z)$ и $V_i(x, y)$.

* Мы обнаружили, правда, что для двух диаграмм формулы, данные в /4/, неверны.



Рис.2. Однопетлевые диаграммы, дающие вклад в $V_0(x, y)$.

Формулы /12/, /13/ не содержат интегрирований, и с их помощью можно без особых усилий получить $V_i(x, y)$ из $P_i(z)$. Более сложное соотношение

$$V_i^{(д)}(x, y) = \{ \theta(y-x) \int_0^{x/y} dt \frac{P_i(t)}{1-t} + (x \rightarrow \bar{x}, y \rightarrow \bar{y}) + \pi_i \delta(x-y) \} \quad /14/$$

имеет место для диаграмм рис.1д, отличающихся от простейшей треугольной диаграммы /см. рис.2а/ собственно-энергетическими вставками в глюонный пропагатор. По определению, для таких диаграмм $P_i(z) = p_i(z) + \pi_i \delta(1-z)$.

Заметим, что формулы /13/, /14/ справедливы и для однопетлевой треугольной диаграммы 2а. В частности, используя любую из них для диаграммы 2а и формулу /12/ для диаграмм 2б, можно легко получить однопетлевое выражение для ядра Бродского-Лепаж /3/ из ядра Алтарелли-Паризи /2/.

Тем не менее остается еще 6 диаграмм, которые вычислялись только одним /прямым/ способом. Для их проверки мы использовали "редукционную" формулу /7/

$$P_i(z) = \frac{1}{2\pi i} \int_{-\sigma-i\infty}^{-\sigma+i\infty} z^{-N-1} dN \left\{ \frac{1}{N!} \left(\frac{d}{dy} \right)^N \Big|_{y=0} \int_0^1 V_i(x, y, g) x^N dx \right\}_{АП} \quad /15/$$

основанную на том, что Z_{NN} в формуле /2/ совпадает с аномальной размерностью γ_N , являющейся N-ным моментом ядра $P_i(z)$. Символом "АП" в /15/ обозначена процедура аналитического продолжения в комплексную N-плоскость.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В итоге мы получили следующий результат:

$$V(x, y, g) = \{ V_0(x, y, g) + \left(\frac{\alpha_s}{2\pi} \right)^2 \left[\frac{1}{2} N_f C_F V_N(x, y) + \right.$$

$$\left. + C_F^2 V_F(x, y) + \frac{1}{2} C_F C_G V_G(x, y) \right] \}_+ \quad /16/$$

$$V_0 = \frac{\alpha_s}{2\pi} C_F \theta(x-y) F + (x \rightarrow \bar{x}, y \rightarrow \bar{y}), \quad /17/$$

$$V_N(x, y) = \theta(y-x) \left[-\frac{10}{9} F - \frac{2}{3} \frac{x}{y} - \frac{2}{3} F \ln\left(\frac{x}{y}\right) \right] + (x \rightarrow \bar{x}, y \rightarrow \bar{y}), \quad /18/$$

$$V_G(x, y) = \theta(y-x) \left[\frac{67}{9} F + \frac{17}{3} \frac{x}{y} + \frac{11}{3} \ln\frac{x}{y} - 2\bar{F} \ln y \ln \bar{x} \right] + G(x, y) + (x \rightarrow \bar{x}, y \rightarrow \bar{y}), \quad /19/$$

$$V_F(x, y) = \theta(y-x) \left[-\frac{\pi^2}{3} F + \frac{x}{y} - \left(\frac{3}{2} F - \frac{x}{2y} \right) \ln\left(\frac{x}{y}\right) - (F - \bar{F}) \ln\left(\frac{x}{y}\right) \ln\left(1 - \frac{x}{y}\right) + \left(F + \frac{x}{2y} \right) \cdot \ln^2\left(\frac{x}{y}\right) - 2\bar{F} \ln y \ln \bar{x} \right] - \frac{x}{2y} \ln x (1 + \ln x - 2 \ln \bar{x}) - G(x, y) + (x \rightarrow \bar{x}, y \rightarrow \bar{y}), \quad /20/$$

где $F = F(x, y) = (x/y) [1 - 1/(x-y)]$, $\bar{F} = F(\bar{x}, \bar{y})$, "плюс"-операция определена выражением

$$\{ \tilde{V}(x, y) \}_+ = \tilde{V}(x, y) - \delta(x, y) \int_0^1 \tilde{V}(z, y) dz, \quad /21/$$

функция $G(x, y)$ дается формулой

$$G(x, y) = \theta(x-\bar{y}) [2(F - \bar{F}) Li_2(1 - \frac{x}{y}) + (F - \bar{F}) \ln^2 y - 2F \ln x \ln y] + 2F Li_2(y) [\theta(x-\bar{y}) - \theta(y-x)] - 2F Li_2(x) [\theta(x-\bar{y}) - \theta(x-y)], \quad /22/$$

а $Li_2(x)$ - функция Спенса:

$$Li_2(x) = - \int_0^x dt \frac{\ln(1-t)}{t}. \quad /23/$$

Выражения /16/-/22/ полностью совпадают с результатом, приведенным в /7/, и частично - с результатом, полученным Сармади /6/.

В работе /6/, в частности, окончательный результат представлен в виде суммы: $V(x, y) = \tilde{V}(x, y) + Z \delta(x-y)$, где Z - некоторая константа. В свою очередь наши формулы /16/, /21/ соответствуют аналогичному представлению, но с Z , являющейся некото-

рой нетривиальной функцией параметра y /например, на однопетлевом уровне Z содержит вклад, пропорциональный $y \ln x + \bar{y} \ln \bar{y}$ /. Следует, однако, подчеркнуть, что наш результат для $V(x, y)$ совпадает с приведенным в работе /6/, за исключением имеющейся в /6/ явной опечатки для множителя $(F + x/2\bar{y})$ в V_F^* .

"Плюсовая" форма /16/ является следствием того, что $\int_0^1 V(x, y) dx = Z_{00}$, а $Z_{00} (= \gamma_0)$ равно нулю вследствие сохранения аксиального тока в киральном пределе / $m_q = 0$ /. Заметим далее, что любая диаграмма, в которой имеются глюонные линии, выходящие из операторной вершины, дает нулевой вклад в Z_{00} /а следовательно, "плюсовой" вклад в $V(x, y)$ / просто вследствие того, что при $N = 0$ в формуле /5/ вообще нет членов, зависящих от поля A_μ .

Мы установили, что именно такие диаграммы ответственны за наиболее нетривиальные, зависящие от y вклады в коэффициент перед $\delta(x - y)$, например однопетлевой фактор $(y \ln x + \bar{y} \ln \bar{y})$ целиком обусловлен диаграммами 2б. В светоподобной аксиальной калибровке этот член /а также аналогичные двухпетлевые факторы/ возникают из Z_ψ -факторов, связанных с перенормировкой внешних кварковых линий. Нетрудно убедиться путем прямого расчета, что в этой калибровке Z_ψ -факторы имеют необходимую зависимость от y .

Исходя из этого мы рассматриваем совпадение нашего результата с полученным в /7/ как однозначное указание на то, что оба расчета правильны и что в работе /7/ нет систематических ошибок, обусловленных использованием светоподобной аксиальной калибровки.

6. ДИАГОНАЛИЗАЦИЯ

Для последующих приложений к задаче о формфакторе пиона необходимо знать собственные функции ядра $V(x, y)$. Известно, что в низшем порядке таковыми являются функции $C_n^{3/2}(x - \bar{x})$. Чтобы установить этот факт, достаточно заметить, что произведение $y \bar{y} V_0(x, y) \equiv v_0(x, y)$ симметрично относительно замены $x \leftrightarrow y$ и, следовательно, собственные функции ядра $V_0(x, y)$ должны быть ортогональными с весом $x \bar{x}^{1/3}$.

На двухпетлевом уровне, однако, комбинация $y \bar{y} V(x, y)$ содержит множество членов, нарушающих $x \leftrightarrow y$ симметрию. В частности, в V_N и V_F эта симметрия нарушается членами, пропорциональными $\ln(x/y)$ и $\ln(\bar{x}/\bar{y})$. Обозначая их сумму через $\Delta V_{(NC)}$, нетрудно заметить, что

* Чтобы упростить сравнение с результатами работы /6/, мы используем введенные там обозначения, которые используются /с той же целью/ и в работе /7/.

$$V_0(x, y) + \Delta V_{(NC)}(x, y) = i \frac{\alpha_s}{2\pi} C_F F \left[1 + \frac{\alpha_s}{2\pi} \left(11 - \frac{2}{3} N_f \right) \ln \left(\frac{x}{y} \right) + \right.$$

$$\left. + (x - \bar{x}, y - \bar{y}) \right]_+ = i \frac{\alpha_s}{2\pi} C_F \left(\frac{x}{y} \right)^1 + \frac{\alpha_s}{2\pi} \beta_0 \left(1 - \frac{1}{x - y} \right) + \quad /24/$$

$$+ (x - \bar{x}, y - \bar{y}) \Big|_+ + O(\alpha_s^3).$$

Таким образом, нарушение $x \leftrightarrow y$ симметрии в ΔV пропорционально первому коэффициенту β -функции $\beta_0 = (11 - 2N_f/3)$. Этот факт нетрудно понять, заметив, что некоторые двухпетлевые вклады в $V(x, y)$ можно получить, заменив в однопетлевой диаграмме $2a$ константу связи $g(\mu)$ бегущей:

$$g^2(\mu^2) \rightarrow g^2(k^2) = g^2(\mu^2) \left\{ 1 - \frac{\alpha_s}{2\pi} \beta_0 \ln \left(\frac{k^2}{\mu^2} \right) + \dots \right\} = g^2(\mu^2) \left(\frac{k^2}{\mu^2} \right)^{-\beta_0 \frac{\alpha_s}{2\pi}} + O(\alpha_s^3), \quad /25/$$

где k - импульс глюона.

Из выражения /24/ вытекает, что с точностью до членов $O(\alpha_s^3)$

собственными функциями ядра $V_0 + \Delta V_{(NC)}$ являются $C_n^{3/2} + \beta_0 \alpha_s / 2\pi (x - \bar{x})$. Однако в $y \bar{y} V_G(x, y)$ имеются вклады /например, пропорциональные $\ln^2(x/y)$ /, нарушающие $x \leftrightarrow y$ симметрию более нетривиальным образом. Дальнейшей проблемой является выяснение природы этих вкладов и их влияния на собственные функции полного ядра.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе изложены основы нового метода расчета эволюционных ядер /как для инклюзивных, так и эксклюзивных процессов/ в ковариантных калибровках. Установлено, что, хотя число диаграмм в ковариантных калибровках больше, чем в аксиальных, вклады отдельных диаграмм имеют более компактную форму и, как следствие, проверка полученных результатов существенно проще. В качестве приложения метода мы вычислили двухпетлевой вклад в ядро, управляющее эволюцией волновой функции пиона. Полученное нами выражение совпадает с результатами выполненного ранее расчета этого ядра в светоподобной аксиальной калибровке. Это оправдывает надежду, что введенные "руками" вычитания, используемые в последнем подходе, не приводят к каким-либо систематическим ошибкам, по крайней мере на двухпетлевом уровне.

Мы благодарны Ф.-М.Диттесу за многочисленные стимулирующие обсуждения и советы. Один из авторов /А.Р./ признателен С.Бродскому, Н.Крэйги и В.Добреву за полезные дискуссии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Липатов Л.Н. ЯФ, 1974, 20, с. 181.
2. Altarelli G., Parisi G. Nucl.Phys., 1977, B126, p. 298.
3. Brodsky S.J., Lepage G.P. Phys.Lett., 1979, 87B, p. 359.
4. Floratos E.G., Lacaze R., Kounnas C. Phys.Lett., 1981, 98B, p. 89.
5. Curci G., Furmanski W., Petronzio R. Nucl.Phys., 1980, B175, p. 27.
6. Sarmadi M.H. PITT-82-10, Pittsburgh, 1982.
7. Dittes F.-M., Radyushkin A.V. JINR, E2-83-666, Dubna, 1983.
8. Радюшкин А.В. ОИЯИ, P2-10717, Дубна, 1977; Efremov A.V., Radyushkin A.V. Phys.Lett., 1980, 94B, p. 245.
9. Floratos E.G., Ross D.A., Sachrajda C.T. Nucl.Phys., 1977, B129, p. 66; (E), 1978, B139, p. 545.
10. Craigie N.S., Stern J. Nucl.Phys., 1983, B216, p. 209.
11. Радюшкин А.В. ОИЯИ, P2-83-169, Дубна, 1983.
12. Müller A.H. Phys.Reports, 1981, 73, p. 237.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

ДЗ-11787	Труды III Международной школы по нейтринной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
Д13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
Д1,2-12036	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
Д1,2-12450	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
Д1,2-12450	Труды XIII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
Д11-80-13	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
Д4-80-271	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
Д4-80-385	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
Д4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
Д4-80-385	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
Д10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
Д1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
Д17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
Д1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризаационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
Р18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
Д2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
ДЗ,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтринной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.

Рукопись поступила в издательский отдел
19 октября 1983 года.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Михайлов С.В., Радюшкин А.В. P2-83-721
Ядро эволюции для волновой функции пиона: двухпетлевой расчет в фейнмановской калибровке

Предложен метод вычисления ядер эволюции в ковариантных калибровках. Метод применим к эксклюзивным и некоторым инклюзивным /"пространственно-подобным"/ процессам. В качестве приложения метода проведен расчет двухпетлевого вклада в ядро эволюции волновой функции пиона в фейнмановской калибровке. Полученный результат согласуется с расчетом ядра в светоподобной аксиальной калибровке.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Mikhailov S.V., Radyushkin A.V. P2-83-721
Evolution Kernel for the Pion Wave Function: Two-Loop Calculation in Feynman Gauge

A general method of calculating the evolution kernel in covariant gauges is outlined. The method is applicable to exclusive and some inclusive ("space-like") processes. As an application of the method the 2-loop contribution to the pion wave function evolution kernel is calculated in Feynman gauge. The result agrees with that obtained earlier in the lightlike axial gauge.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой