

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P2-87-479

А.Н.Сисакян, Н.Б.Скачков, И.Л.Соловцов¹,
О.Ю.Шевченко²

**КАЛИБРОВОЧНО-ИНВАРИАНТНЫЙ ПОДХОД
И ИНФРАКРАСНОЕ ПОВЕДЕНИЕ
СПИНОРНОГО ПРОПАГАТОРА**

Направлено в журнал "Теоретическая и математическая физика"

¹ Гомельский политехнический институт

² Саратовский государственный университет

1. Введение

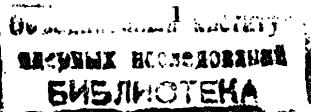
Проблема построения и применения калибровочно-инвариантных (КИ) полевых переменных было посвящено большое число работ (см., например, /1-8/). Различные причины побуждают к развитию калибровочно-независимого формализма в квантовой теории поля. Здесь мы приведем лишь один из мотивов такой деятельности, непосредственно связанной с рассматриваемыми в данной статье вопросами.

Один из подходов к проблеме конфайнмента цвета в квантовой хромодинамике связан с анализом полных функций Грина в инфракрасной области (см., например, /9-12/ и цитируемую там литературу). При этом обычно исследуется стандартный фермионный пропагатор $i\langle 0|T\psi(x)\psi(y)|0\rangle$, который, как известно (см. /13/), является калибровочно-зависимой величиной. В работах /14/ было показано, что инфракрасная асимптотика такого пропагатора определяется вакуумным средним от контурных экспонент вдоль незамкнутого контура.

Вместе с тем известно, что инфракрасное поведение стандартного полного фермионного пропагатора существенно зависит от выбора калибровки. Так, в случае квантовой электродинамики в классе ковариантных α - калибровок электронный пропагатор имеет точку ветвления при $p^2 = m^2$, которая вырождается в простой полюс только при $\alpha = 3$ (калибровка Соловьева - Йенни). Выбор калибровки, по-видимому, оказывает существенное влияние на аналитические свойства пропагатора и в неабелевом случае /11, 15/. Кроме того возникает проблема с трактовкой массы кварка /16, 17/. Пример двумерной квантовой хромодинамики показывает, что имеются серьезные трудности с выбором инфракрасной регуляризации при рассмотрении калибровочно-зависимого кваркового пропагатора в рамках $1/N$ приближения (см. обсуждение этого вопроса в /18/).

Все эти результаты приводят к мысли, что изучение структуры калибровочных теорий следует вести на языке калибровочно-инвариантных (КИ) величин. В частности, для изучения проблемы конфайнмента кварков следует отказаться от рассмотрения калибровочно-зависимого пропагатора, который, по-видимому, не является адекватным для этой цели объектом, и перейти к калибровочно-инвариантной величине.

В данной работе мы изучим инфракрасное поведение калибровочно-инвариантного спинорного пропагатора как в абелевом, так и в неабелевом случаях.



Инфракрасная асимптотика калибровочно-инвариантного спинорного пропагатора

Рассмотрим одночастичную калибровочно-инвариантную (КИ) функцию Грина фермиона

$$G(x, y | C) = i \langle 0 | T \psi(x) \text{Pexp} \left[i g \int_{C_{xy}} dz A(z) \right] \bar{\psi}(y) | 0 \rangle. \quad (1)$$

Калибровочная инвариантность (2I) достигается за счет введения под знак T - произведения P -упорядоченной контурной экспоненты. В результате КИ пропагатор (I) приобретает зависимость от контура C_{xy} , соединяющего пространственно-временные точки x и y . Таким образом пропагатор (I) является калибровочно-инвариантной, но контурно-зависимой величиной¹⁾. Исследование контурной зависимости - это отдельный вопрос, который выходит за рамки настоящей статьи и будет рассмотрен в следующей работе. В ней будет сформулирован и доказан физический критерий на выбор контура C_{xy} , который однозначно фиксирует контурный произвол в (I) и с необходимостью выбирает из бесконечного семейства контуров C_{xy} отрезок прямой, соединяющий точки x и y . Пока же заметим, что требование трансляционной инвариантности (I) уже накладывает определенные ограничения на выбор контура C_{xy} . А именно, при трансляциях $x \rightarrow x+a$, $y \rightarrow y+a$ контур C_{xy} должен перемещаться без деформаций как целое вместе со своими конечными точками. То есть потребуем, чтобы для любой точки $Z_\mu(x, y)$ на контуре C_{xy} выполнялось

$$Z_\mu(x+a, y+a) = Z_\mu(x, y) + a_\mu. \quad (2)$$

Пусть u ($0 \leq u \leq 1$) параметр, определяющий положение точки $Z_\mu(u)$ на контуре C_{xy} . Тогда в соответствии с (2)

$$Z_\mu(u) = x_\mu + f_\mu(x-y; u), \quad (3)$$

где f_μ - некоторая векторная функция, удовлетворяющая условиям:

$$\begin{aligned} f_\mu(x-y; 0) &= 0, \\ f_\mu(x-y; 1) &= (y-x)_\mu. \end{aligned} \quad (4)$$

1) Связь калибровочного произвола с контурным была исследована нами в /19; 20/

Вначале рассмотрим абелев случай²⁾. Запишем (I) в виде функционального интеграла

$$G(x, y | C) = \int \mathcal{D}[\psi, \bar{\psi}] \mathcal{D}A \exp \{ i S[\psi, \bar{\psi}; A] \} \cdot \psi(x) \exp \left[i g \int_{C_{xy}} dz^\mu A_\mu(z) \right] \bar{\psi}(y), \quad (5)$$

где $S[\psi, \bar{\psi}; A]$ - функционал действия, а меры $\mathcal{D}[\psi, \bar{\psi}]$ и $\mathcal{D}A$ нормированы так, что при $g = 0$ выражение (5) воспроизводит свободную функцию Грина. Конкретный вид калибровки, содержащейся в мере $\mathcal{D}A$, в силу калибровочной инвариантности для нас несуществен. После выполнения в (5) интегрирования по фермионным полям, найдем

$$G(x, y | C) = \int \mathcal{D}A \frac{\det [i \hat{\partial} + g \hat{A} - m]}{\det [i \hat{\partial} - m]} \cdot \exp \{ i S_0[A] \} G(x, y | A) \exp \left[i g \int_{C_{xy}} dz^\mu A_\mu(z) \right], \quad (6)$$

где $S_0[A]$ - свободное действие векторного поля, а $G(x, y | A)$ - функция Грина во внешнем поле A .

Используя представление для $G(x, y | A)$ в виде^{2,3)}

$$\begin{aligned} G(x, y | A) &= [i \hat{\partial}_x + g \hat{A}(x) + m] \cdot i \int_0^\infty ds \exp[-is(m^2 - i0)] \int \mathcal{D}B \delta(x-y - 2 \int_0^s dz B(z)) \cdot \exp \left\{ -i \int_0^s dz^\xi [B^2(\xi) - g(2B_\mu(\xi) + \sigma_{\mu\nu} i \partial_x^\nu(\xi)) A^\mu(x - 2 \int_0^\xi dz B(z))] \right\} \end{aligned} \quad (7)$$

и пренебрегая в (6) фермионными петлями, а также $\sigma_{\mu\nu}$ в (7), получим

$$G(x, y | C) = i \int_0^\infty ds e^{-is(m^2 - i0)} \int \mathcal{D}B e^{-i \int_0^s dz^\xi B^2(\xi)} [i \hat{\partial}_x + m - i g \frac{\delta}{\delta J_\mu(x)}] \delta(x-y - 2 \int_0^s dz B(z)). \quad (8)$$

2) Для прямолинейного контура инфракрасная асимптотика КИ спинорного пропагатора рассматривалась в /20, 21/.

3) Мы используем стандартные приближения, справедливые в инфракрасной области. Важно подчеркнуть, что при этом мы не нарушаем калибровочную инвариантность пропагатора.

$$\cdot \exp \left[\frac{i}{2} g^2 \int dW_1 dW_2 \mathcal{J}^\mu(W_1) \mathcal{D}_{\mu\nu}(W_1, W_2) \mathcal{J}^\nu(W_2) \right] \Big|_{\mathcal{J}=0}$$

где

$$\mathcal{J}^\mu(W) = \dot{J}^\mu(W) + \int dz \gamma^\mu \delta(W-z) + 2 \int d\xi B_\mu(\xi) \delta(W-\xi) + 2 \int d\eta B(\eta) \delta(W-\eta) \quad (9)$$

$\mathcal{D}_{\mu\nu}(W_1, W_2)$ - пропагатор калибровочного поля в произвольной калибровке, а мера функционального интегрирования ДВ нормирована условием

$$\int \mathcal{D}B \exp \left[-i \int d\xi B^2(\xi) \right] = 1. \quad (10)$$

Перепишем (8) в виде⁴⁾

$$G(x, y|C) = i \int dS e^{-iS(m^2 - i0)} \int \mathcal{D}B e^{-i \int d\xi B^2(\xi)} \cdot [i \hat{\partial}_x + m + g^2 \hat{K}(x, y|B)] \delta(x-y - 2 \int d\xi B(\xi)) \cdot \exp \left[\frac{i}{2} g^2 \varphi(x, y|B) \right], \quad (11)$$

где

$$\hat{K}(x, y|B) = \int dz \gamma^\mu \mathcal{D}_{\mu\nu}(x-z) + 2 \int d\xi \gamma^\mu \mathcal{D}_{\mu\nu} \left[2 \int d\eta B(\eta) \right] B^\nu(\xi), \quad (12)$$

$$\varphi(x, y|B) = \int dz_1 \int dz_2 \mathcal{D}_{\mu\nu}(z_1 - z_2) + 4 \int d\xi_1 \int d\xi_2 B^\mu(\xi_1) \cdot \mathcal{D}_{\mu\nu} \left[2 \int d\eta B(\eta) \right] B^\nu(\xi_2) + 2 \int dz \int d\xi \mathcal{D}_{\mu\nu} [z-x + 2 \int d\eta B(\eta)] \cdot B^\nu(\xi) + 2 \int d\xi \int dz \gamma^\mu \mathcal{D}_{\mu\nu} [x - 2 \int d\eta B(\eta) - z]. \quad (13)$$

⁴⁾ В данной работе мы не обсуждаем вопрос, связанный со специфическими контурными особенностями, возникающими в (13). Этому будет посвящена отдельная статья.

Используя параметризацию точек контура $Z_\mu(u)$ в виде (3), нетрудно убедиться, что представление функции Грина $G(x, y|C)$ в виде (II) обладает трансляционной инвариантностью:

$$\begin{aligned} G(x, y|C) &= G(x-y|C), \\ K(x, y|C) &= K(x-y|C), \\ \varphi(x, y|C) &= \varphi(x-y|C). \end{aligned} \quad (14)$$

В импульсном пространстве из (II)-(I3) с учетом (3) находим

$$G(p|C) = i \int dS e^{-iS(m^2 - i0)} \int \mathcal{D}B e^{-i \int d\xi [B^2(\xi) - 2PB(\xi)]} \cdot [i \hat{P} + m + g^2 \hat{K}(x, y|B)] \exp \left[\frac{i}{2} g^2 \varphi(2 \int d\eta B(\eta)) \right], \quad (15)$$

где

$$\hat{K}(\varphi|B) = \int du \gamma^\mu \frac{\partial f^\nu(\varphi; u)}{\partial u} \mathcal{D}_{\mu\nu} [-f(\varphi; u)] + 2 \int d\xi \gamma^\mu \mathcal{D}_{\mu\nu} \left[2 \int d\eta B(\eta) \right] B^\nu(\xi), \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \varphi(\varphi|B) &= \int du_1 \int du_2 \frac{\partial f_\mu(\varphi; u_1)}{\partial u_1} \frac{\partial f_\nu(\varphi; u_2)}{\partial u_2} \cdot \mathcal{D}_{\mu\nu} [f(\varphi; u_1) - f(\varphi; u_2)] + \\ &+ 4 \int d\xi_1 \int d\xi_2 B^\mu(\xi_1) \mathcal{D}_{\mu\nu} \left[2 \int d\eta B(\eta) \right] B^\nu(\xi_2) + 2 \int du \cdot \frac{\partial f_\mu(\varphi; u)}{\partial u} \int d\xi \mathcal{D}_{\mu\nu} [f(\varphi; u) + 2 \int d\eta B(\eta)] B^\nu(\xi) + \\ &+ 2 \int d\xi B^\mu(\xi) \int du \frac{\partial f_\nu(\varphi; u)}{\partial u} \mathcal{D}_{\mu\nu} [-f(\varphi; u) - 2 \int d\eta B(\eta)], \end{aligned} \quad (17)$$

$$\varphi = 2 \int d\eta B(\eta). \quad (18)$$

В выражениях (15)-(18) выполним сдвиг функционального аргумента, полагая

$$B_\mu(\xi) = P_\mu + \omega_\mu(v), \quad \xi = v \cdot S. \quad (19)$$

и пренебрегая в полученных из (16) и (17) выражениях для \hat{K} и $\bar{\varphi}$ переменной $\omega_{\mu}(\sigma)$, получим

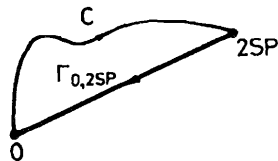
$$G(P/C) \approx i \int dS e^{iS(P^2 - m^2 + i0)} \int d\omega e^{-iS \int d\sigma \omega^2(\sigma)} \cdot [\hat{P} + m + g^2 \hat{K}(2SP)] \exp\left[\frac{i}{2} g^2 \bar{\varphi}(2SP)\right],$$

где

$$\hat{K}(2SP) = \int_{\Gamma_{0,2SP}} du \gamma^{\mu} \mathcal{D}_{\mu\nu} [2SP(1-\sigma)] = \int_{\Gamma_{0,2SP}} dz^{\mu} \mathcal{D}_{\mu\nu}(z). \quad (20)$$

$$\begin{aligned} \bar{\varphi}(2SP) &= \int_0^1 du_1 \int_0^1 du_2 \frac{\partial f_{\mu}(2SP, u_1)}{\partial u_1} \frac{\partial f_{\nu}(2SP, u_2)}{\partial u_2} \cdot \\ &\cdot \mathcal{D}_{\mu\nu} [f(2SP, u_1) - f(2SP, u_2)] + \int_0^1 dv_1 \int_0^1 dv_2 (2SP) \cdot \\ &\cdot \mathcal{D}_{\mu\nu} [2SP(v_2 - v_1)] + \int_0^1 du \frac{\partial f_{\mu}(2SP, u)}{\partial u_1} \int_0^1 dv (2SP) \cdot \\ &\cdot \mathcal{D}_{\mu\nu} [f(2SP, u) + 2SP(1-v)] + \int_0^1 dv (2SP) \int_0^1 du \cdot \\ &\cdot \frac{\partial f_{\nu}(2SP, u)}{\partial u} \cdot \mathcal{D}_{\mu\nu} [-f(2SP, u) - 2SP(1-v)] = \\ &= \int_{\Gamma_{0,2SP}} dz_1^{\mu} \int_{\Gamma_{0,2SP}} dz_2^{\nu} \mathcal{D}_{\mu\nu}(z_1 - z_2). \end{aligned} \quad (21)$$

Рис.1



Замкнутый контур $\Gamma_{0,2SP}$ изображен на рисунке 1. Он состоит из исходного контура интегрирования $C_{0,2SP}$, соединяющего точки 0 и 2SP и отрезка прямой, соединяющего точки 2SP и 0. Следует отметить, что в силу трансляционной инвариантности контур $\Gamma_{0,2SP}$ можно перемещать как целое, без изменения результатов. Если пренебречь в (19) в инфракрасном пределе вкладом функции $\hat{K}(2SP)$, содержащей γ -матрицу и связанную со спиновыми эффектами, то с учетом (21) для функции Грина (19) получим

$$G(P/C) = i(\hat{P} + m) \int dS \exp iS(P^2 - m^2 + i0) \cdot \langle 0 | W[\Gamma_{0,2SP}] | 0 \rangle, \quad (22)$$

где $W[\Gamma_{0,2SP}]$ - вильсоновский оператор

$$W(\Gamma) = P \exp \left\{ i g \oint_{\Gamma} dz^{\mu} A_{\mu}(z) \right\}. \quad (23)$$

Фурье-образ (22) в инфракрасном пределе может быть найден с помощью метода перевала. Основной вклад определяется перевальной точкой $P_{\mu}^{(0)}$, удовлетворяющей соотношению

$$(x-y)_{\mu} + 2P_{\mu}^{(0)} S = 0. \quad (24)$$

В результате из (22) получим в координатном пространстве

$$G(x-y/C) \approx \langle 0 | W(\Gamma_{x,y}) | 0 \rangle G_0(x-y), \quad (25)$$

где $G_0(x-y)$ - свободная функция Грина.

Отметим, что формула (25) является точной в модели Блока-Нордсика [25], которая, как известно, воспроизводит электродинамику в инфракрасной области⁵⁾.

Вышеприведенный анализ инфракрасного поведения спинорной функции Грина носит в достаточной степени строгий характер. По крайней мере все сделанные приближения могут быть в принципе исследованы на физическом уровне строгости. К сожалению, такое рассмотрение пока не удастся провести в неабелевом случае, где приходится использовать более эвристический подход. Поэтому, чтобы сделать переход к неабелевой теории более последовательным и убедительным, целесообразно апробировать используемый метод на уже изученном абелевом случае.

Будем исходить из вытекающего из (6) и (7) корпускулярного представления для КИ фермионного пропагатора

$$\begin{aligned} G(x,y/C) &= \int dA e^{-iS_0[A]} \det \left[1 + \frac{g \hat{A}}{i \hat{\partial}^2 - m} \right] \exp \left[i g \cdot \right. \\ &\cdot \int dW A(W) \left. \right] \left[i \hat{\partial}_x^0 + m + g \hat{A}(x) \right] i \int dz \int dZ \exp \left[i g \cdot \right. \\ &\cdot \int dz A(z) \left. \right] \exp \left[-\frac{i}{2} \int d\xi (\dot{z}_{\mu}^2 + m^2 - i \delta_{\mu\nu} \partial_{\nu}^2 A_{\mu}) \right]. \end{aligned} \quad (26)$$

Функциональное интегрирование в (26) осуществляется по всем путям γ_{yx} , соединяющим пространственно-временные точки x и y . Пе-

⁵⁾ Иной способ вывода соотношения (25) был рассмотрен нами ранее в работе [24]

решим (26) в явно калибровочно-инвариантном виде и пренебрежем, как и ранее, фермионными петлями и спиновыми эффектами. В результате получим

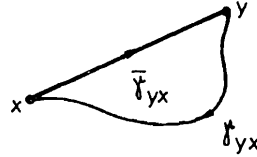
$$G(x, y|C) = \int \mathcal{D}A \exp[ig \oint dW A(W)] \exp\{-iS_0[A]\} \cdot [i\hat{\partial}_x + m + gB(x|y)] \cdot i \int_0^\infty d\tau \int \mathcal{D}z \exp[ig \oint dZ A(Z)] \cdot \exp[-\frac{i}{2} \int_0^\tau d\xi (\dot{z}_\mu^2 + m^2)], \quad \begin{matrix} z(\tau) = x \\ z(0) = y \end{matrix} \quad \Gamma_{xy} \quad \delta_{yx} \quad (27)$$

где $\hat{B}(x|y)$ калибровочно-инвариантное векторное поле

$$B_\mu(x|y) = A_\mu(x) + \frac{\partial}{\partial x^\mu} \int_{C_{xy}} dZ^\nu A_\nu(z), \quad (28)$$

а контур \bar{Y}_{yx} изображен на рисунке 2.

Рис.2



Для получения инфракрасной асимптотики пропагатора заметим, что основной вклад в инфракрасном пределе в функциональный интеграл по путям в (27) дают прямолинейные траектории ^{25,26/} Это связано с большой величиной классического действия

$$S = \frac{1}{2} \int_0^\tau d\xi [\dot{z}_\mu^2 + m^2] \quad (29)$$

в (27), что дает возможность оценки функционального интеграла по методу перевала. Стационарной траекторией при этом, очевидно, является прямая, соединяющая точки y и x .

Таким образом, из (27), пренебрегая, как и ранее, спиновыми эффектами, получим

$$G(x, y|C) = \int \mathcal{D}A \exp\{-iS_0[A] + ig \oint dW A(W)\} \cdot (i\hat{\partial}_x + m) i \int_0^\infty d\tau \int \mathcal{D}z \exp[-\frac{i}{2} \int_0^\tau d\xi (\dot{z}_\mu^2 + m^2)] = \langle 0|W[\Gamma_{xy}]|0 \rangle G_0(x-y). \quad (30)$$

Итак, мы приходим к соотношению (25) на основе корпускулярного представления (26) для фермионного пропагатора, и не используем при этом обычно применяемый переход к импульсному пространству.

В неабелевом случае представление для фермионной функции Грина во внешнем поле Янга-Миллса было получено в (27) и в упрощенном виде в пренебрежении спином кварков использовано в (28). С учетом этих работ в пренебрежении спином кварков и кварковыми петлями получим, что инфракрасный предел кваркового пропагатора $G(x, y|C)$ может быть представлен в виде, аналогичном (27), откуда, предполагая доминантность прямолинейных путей, получим и в неабелевом случае формулу, аналогичную (25).

Заключение

Итак, вышеприведенный анализ показывает, что отличие поведения КИ фермионного пропагатора (I) в инфракрасной области от свободного определяется мультипликативным фактором, равным вакуумному среднему от вильсоновского оператора со специфичным контуром, образованным исходным контуром в пропагаторе (2I) и отрезком прямой, соединяющей точки x и y . Этот фактор аккумулирует всю зависимость от контура исходной функции Грина. Таким образом, изучение инфракрасного поведения фермионного пропагатора тесным образом связано с поведением вильсоновской петли с конфигурацией контура, изображенной на рис.1.

Авторы выражают свою благодарность В.А.Матвееву и В.И.Саврину за интерес к работе и полезные обсуждения.

Литература

1. Dirac P.A.M. - Canadian Journ. of Phys. 1955, 33, 650.
 2. Fock V.A. - Collection of the Works on Quantum Field Theory, 1957, Leningrad Univ. Pub.: Sov.Phys. - 1937, vol.12, 404.
 3. Mandelstam S. - Ann. Phys 1962, 19, N1; Phys.Rev. 1968, 175, N5, 1580.
 4. Bilynicki - Birula I. Bull. Acad. Polon. 1963, v.11, N3, 135.
 5. Steinmann O. - Ann. Phys. 1984, 157, N1, 232; Gauge invariant fields in nonabelian gauge theories, Preprint B1-TP-85/4, 1985, Bielefeld Univ., Bielefeld.
 6. D.Emilio E, Mintchev M. Phys.Rev.1983, D27, N8, 1840. Nuovo, Cimento 1982, 69A, N1, 43-61; Fortschr., Phys. 1984, 32, N9, 473.
- Минчев М.Х., Тодоров И.Т. - ЭЧАЯ, 1985, 16, №1, 59.

7. Maghantay Y.A., Romero D.B.
Ann.Phys. 1985, 161, N2, 303.
8. Skachkov N.B., Solovtsov I.L., Shevchenko O.Yu.
JINR Rapid Communications N 8-85, 42; N9685, 39, N 10-85, 13, JINR,
Dubna, 1985.
9. Pagels H. - Phys.Rev. 1977, D15, 2991
10. Baker M., Ball J.S. Zachariaseu F. - Nucl.Phys 1981, B186, 531;
Nucl.Phys. 1983, B229, 445.
11. Arbusov B.A. - Phys.Lett. 1983, 125B, 497.
13. Боголюбов Н.Н., Ширков Д.В.
Введение в теорию квантованных полей М.: Наука, 1976.
14. Korchemsky, G.P., Radyshkin A.B. - Infrared asymptotics of perturbative QCD. Quark and gluon propagators,
Preprint JINR, E2-85-901, JINR, Dubna, 1985,
Phys.Lett. 1986, 171B N4, 459
15. Куликов А.В. ЯФ, 1985, 42, вып. 2(8), 453
16. Politzer H.D. Nucl.Phys. 1976, B117, 397
Narison S., Phys. Reports 1982, 86 N4, 263
17. Kanaga K, Sugawara H, Pakvasa S, Tuan S.P. - Phys. Lett. 1982, 116B, N1, 61.
Kanaya K. - Phys.Rev., 1982, D26 N7, 1758
18. Skachkov N.B., Solovtsov I.L., Shevchenko O.Yu.
Z.Phys.C. - Part. and Fields 1985, 29, N4, 631.
19. Skachkov N.B., Solovtsov I.L., Shevchenko O.Yu.
Preprint JINR, E2-85-430; JINR Dubna, 1985.
20. Skachkov N.B., Solovtsov I.L., Shevchenko O.Yu.
Preprint JINR, E2-85-462; JINR, Dubna, 1985
21. Соловцов И.Д. - Известия АН БССР, 1985, №5, с.99-104
22. Барбашов Б.М. - ЖЭТФ, 1965, 48, с.607-621; Блохинцев Д.И.,
Барбашов Б.М. - УФН, 1972, 106, 593.
23. Соловцов И.Д. - Известия вузов, физика, 1985, №1, 65.
24. Sisakyan A.H., Skachkov N.B., Solovtsov I.L.
Shevchenko O.Yu - JINR Rapid Commun, N 12-87,
с.14; JINR, Dubna, 1987
25. Barbashov B.M. et al. - Phys.Lett. 1970, 33B, N7, 484.
26. Сисакян А.Н. - Труды ФИАН №-140, с.18, ФИАН, Москва, 1970
27. Борисов Н.В., Кулиш П.П. - ТМФ, 1982, 51 №3, 335.
28. Ирошников Г.С. - ЯФ, 1983, 38, 512
ЯФ, 1986, 44, 1554.

Рукопись поступила в издательский отдел
26 июня 1987 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

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

- | | | |
|----------------|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|------------|
| D3,4-82-704 | Труды IV Международной школы по нейтрон-ной физике. Дубна, 1982. | 5 р.00 к. |
| D7-83-644 | Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983. | 6 р.55 к. |
| D2,13-83-689 | Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983. | 2 р.00 к. |
| D13-84-63 | Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983. | 4 р.50 к. |
| D2-84-366 | Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984. | 4 р.30 к. |
| D1,2-84-599 | Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984. | 5 р.50 к. |
| D10,11-84-818 | Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983. | 3 р.50 к. |
| D17-84-850 | Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/ | 7 р.75 к. |
| D11-85-791 | Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985. | 4 р.00 к. |
| D13-85-793 | Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985. | 4 р.80 к. |
| D4-85-851 | Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1985. | 3 р.75 к. |
| D3,4,17-86-747 | Труды V Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1986. | 4 р.50 к. |
| | Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984. /2 тома/ | 13 р.50 к. |
| D1,2-86-668 | Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1986. /2 тома/ | 7 р.35 к. |

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

Сисакян А.Н. и др.

P2-87-479

Калибровочно-инвариантный подход и инфракрасное поведение спинорного пропагатора

Изучается инфракрасное поведение калибровочно-инвариантного спинорного пропагатора. Доказана факторизация инфракрасных особенностей в виде множителя, имеющего форму вильсоновской петли от медленно меняющейся компоненты электромагнитного поля и содержащего всю зависимость от контура исходной функции Грина.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод Т.Ю.Думбрайс

Sisakyan A.N. et al.

P2-87-479

Gauge-Invariant Approach and Infrared Behaviour of Spinor Propagator

Infrared behaviour of an gauge-invariant spinor propagator is studied. It is proved that infrared singularities of such a propagator can be factorized out in a form of the Wilson loop that contains only slowly varying component of an electromagnetic field and accumulates all the dependence on the form of the path of the initial Green function.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987