

## КАЛИБРОВОЧНО-ИНВАРИАНТНЫЙ ПОДХОД И ИНФРАКРАСНОЕ ПОВЕДЕНИЕ СПИНОРНОГО ПРОПАГАТОРА

Сисакян А. Н., Скачков Н. Б., Соловцов И. Л.<sup>1)</sup>  
Шевченко О. Ю.

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.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Проблеме построения и применения калибровочно-инвариантных 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 связанный 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 исследуется стандартный фермионный пропагатор  $i\langle 0|T\psi(x)\bar{\psi}(y)|0\rangle$ , 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  $\alpha$ -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]).

<sup>1)</sup> Гомельский политехнический институт.

Все эти результаты приводят к мысли, что изучение структуры калибровочных теорий следует вести на языке калибровочно-инвариантных 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.

## 2. ИНФРАКРАСНАЯ АСИМПТОТИКА КАЛИБРОВОЧНО-ИНВАРИАНТНОГО СПИНОРНОГО ПРОПАГАТОРА

Рассмотрим одночастичную калибровочно-инвариантную функцию Грина фермиона

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

Калибровочная инвариантность (1) достигается за счет введения под знак  $T$ -произведения  $\mathcal{P}$ -упорядоченной контурной экспоненты. В результате чего калибровочно-инвариантный пропагатор (1) приобретает зависимость от контура  $C_{xy}$ , соединяющего пространственно-временные точки  $x$  и  $y$ . Таким образом, пропагатор (1) является калибровочно-инвариантной, но контурно-зависимой величиной<sup>2)</sup>. 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 (1) и с необходимостью выбирает из бесконечного семейства контуров  $C_{xy}$  отрезок прямой, соединяющий точки  $x$  и  $y$ . Пока же заметим, что требование трансляционной инвариантности (1) 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, т. е. потребуем, чтобы для любой точки  $z_\mu(x, y)$  на контуре  $C_{xy}$  выполнялось

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

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

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

где  $f_\mu$  — некоторая векторная функция, удовлетворяющая условиям

$$(4) \quad f_\mu(x-y; 0) = 0, \quad f_\mu(x-y; 1) = (y-x)_\mu.$$

Вначале рассмотрим абелев случай<sup>3)</sup>. Запишем (1) в виде функцио-

<sup>2)</sup> Связь калибровочного произвола с контурным была исследована нами в [19, 20].

<sup>3)</sup> Для прямолинейного контура инфракрасная асимптотика калибровочно-инвариантного спинорного пропагатора рассматривалась в [20, 21].

нального интеграла

$$(5) \quad G(x-y|C) = \int D[\psi, \bar{\psi}] DA \exp \{iS[\psi, \bar{\psi}; A]\} \times \\ \times \exp \left[ ig \int_{c_{xy}} dz^\mu A_\mu(z) \right] \psi(x) \bar{\psi}(y),$$

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

$$(6) \quad G(x, y|C) = \int DA \frac{\det[i\hat{\partial} + g\hat{A} - m]}{\det[i\hat{\partial} - m]} \exp iS_0[A] \times \\ \times G(x, y|A) \exp \left[ ig \int_{c_{xy}} dz^\mu A_\mu(z) \right],$$

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

Используя представление для  $G(x, y|A)$  в виде [22]

$$(7) \quad G(x, y|A) = [i\hat{\partial}_x + g\hat{A}(x) + m] \times \\ \times i \int_0^\infty ds \exp[-is(m^2 - i0)] \int DB \delta \left( x - y - 2 \int_0^\infty d\eta B(\eta) \right) \times \\ \times \exp \left\{ -i \int_0^x d\xi \left[ B^2(\xi) - g(2B_\mu(\xi) + i\sigma_{\mu\nu} \partial_x^\nu(\xi)) \right] \times \right. \\ \left. \times A^\mu \left( x - 2 \int_0^x d\eta B(\eta) \right) \right\}$$

и пренебрегая в (6) фермионными петлями, а также  $\sigma_{\mu\nu}$  в (7), получим<sup>4)</sup>

$$(8) \quad G(x, y|C) = i \int_0^x ds \exp\{-is(m^2 - i0)\} \int DB \exp \left\{ -i \int_0^x d\xi B^2(\xi) \right\} \times \\ \times \left[ i\hat{\partial}_x + m - i\gamma^\mu \frac{\delta}{\delta j^\mu(x)} \right] \delta \left( x - y - 2 \int_0^x d\eta B(\eta) \right) \times \\ \times \exp \left[ \frac{i}{2} g^2 \int dw_1 dw_2 J^\mu(w_1) D_{\mu\nu}(w_1, w_2) J^\nu(w_2) \right] \Big|_{j=0},$$

<sup>4)</sup> Мы используем стандартные приближения, справедливые в инфракрасной области [12]. Важно подчеркнуть, что при этом мы не нарушаем калибровочную инвариантность пропагатора.

где

$$(9) \quad J_\mu(w) = j_\mu(w) + \int_{C_{xy}} dz^\mu \delta(w-z) + \\ + 2 \int_0^s d\xi B_\mu(\xi) \delta\left(w-x+2 \int_\xi^s d\eta B(\eta)\right),$$

$D_{\mu\nu}(w_1, w_2)$  — пропагатор калибровочного поля в произвольной калибровке, а мера функционального интегрирования  $DB$  нормирована условием

$$(10) \quad \int DB \exp\left[-i \int_0^s d\xi B^2(\xi)\right] = 1.$$

Перепишем (8) в виде <sup>5)</sup>

$$(11) \quad G(x, y|C) = i \int_0^\infty ds \exp\{-is(m^2-i0)\} \int DB \exp\left\{-i \int_0^s d\xi B^2(\xi)\right\} \times \\ \times [i\partial_x + m + g^2 \bar{K}(x, y|B)] \delta\left(x-y-2 \int_0^s d\xi B(\xi)\right) \times \\ \times \exp\left[\frac{i}{2} g^2 \Phi(x, y|B)\right],$$

где

$$(12) \quad \bar{K}(x, y|B) = \int_{C_{xy}} dz^\nu \gamma^\mu D_{\mu\nu}(x-z) + \\ + 2 \int_0^s d\xi \gamma^\mu D_{\mu\nu} \left[2 \int_\xi^s d\eta B(\eta)\right] B^\nu(\xi),$$

$$(13) \quad \Phi(x, y|B) = \int_{C_{xy}} dz_1^\mu \int_{C_{xy}} dz_2^\nu D_{\mu\nu}(z_1-z_2) + 4 \int_0^s d\xi_1 \int_0^s d\xi_2 B^\mu(\xi_1) \times \\ \times D_{\mu\nu} \left[2 \int_{\xi_1}^{\xi_2} d\eta B(\eta)\right] B^\nu(\xi_2) + 2 \int_{C_{xy}} dz^\mu \int_0^s d\xi D_{\mu\nu} \left[z-x+ \right. \\ \left. + 2 \int_\xi^s d\xi' B(\xi')\right] B^\nu(\xi) + 2 \int_0^s d\xi \int_{C_{xy}} dz^\nu B^\mu(\xi) D_{\mu\nu} \times \\ \times \left[x-2 \int_\xi^s d\eta B(\eta)-z\right].$$

Используя параметризацию точек контура  $z_\mu(u)$  в виде (3), нетрудно убедиться, что представление функции Грина  $G(x, y|C)$  в виде (11) обладает трансляционной инвариантностью:

$$(14) \quad G(x, y|C) = G(x-y|C); \quad K(x, y|C) = K(x-y|C); \\ \Phi(x, y|C) = \Phi(x-y|C).$$

<sup>5)</sup> В данной работе мы не обсуждаем вопрос, связанный со специфическими контурными особенностями, возникающими в (13).

В импульсном пространстве из (11)–(13) с учетом (13) находим

$$(15) \quad G(p|C) = i \int_0^{\infty} ds \exp\{-is(m^2 - i0)\} \int DB \times \\ \times \exp\left\{-i \int_0^s d\xi [B^2(\xi) - 2pB(\xi)]\right\} \times \\ \times \left[ \hat{p} + m + g^2 \hat{K} \left( 2 \int_0^s d\eta B(\eta) \right) \right] \exp\left\{\frac{i}{2} g^2 \Phi \left( 2 \int_0^s d\eta B(\eta) \right)\right\},$$

где

$$(16) \quad \hat{K}(\varphi|B) = \int_0^1 du \gamma^\mu \frac{\partial f^\nu(\varphi; u)}{\partial u} D_{\mu\nu}[-f(\varphi; u)] + \\ + 2 \int_0^s d\xi \gamma^\mu D_{\mu\nu} \left[ 2 \int_0^\xi d\eta B(\eta) \right] B^\nu(\xi),$$

$$(17) \quad \Phi(\varphi|B) = \int_0^1 du_1 \int_0^1 du_2 \frac{\partial f_\mu(\varphi|u_1)}{\partial u_1} \frac{\partial f_\nu(\varphi|u_2)}{\partial u_2} \times \\ \times D_{\mu\nu}[f(\varphi; u_1) - f(\varphi; u_2)] + 4 \int_0^s d\xi_1 \int_0^s d\xi_2 B^\mu(\xi_1) D_{\mu\nu} \times \\ \times \left[ 2 \int_{\xi_1}^{\xi_2} d\eta B(\eta) \right] B^\nu(\xi_2) + 2 \int_0^1 du \frac{\partial f_\mu(\varphi; u)}{\partial u} \times \\ \times \int_0^s d\xi D_{\mu\nu} \left[ f(\varphi; u) + 2 \int_0^\xi d\eta B(\eta) \right] B^\nu(\xi) + \\ + 2 \int_0^s d\xi B^\mu(\xi) \int_0^1 du \frac{\partial f^\nu(\varphi; u)}{\partial u} D_{\mu\nu} \left[ -f(\varphi; u) - 2 \int_0^\xi d\eta B(\eta) \right], \\ (18) \quad \varphi = 2 \int_0^s d\eta B(\eta).$$

В выражениях (15)–(18) выполним сдвиг функционального аргумента; полагая

$$(19) \quad B_\mu(\xi) = p_\mu + \omega_\mu(v), \quad \xi = vs,$$

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

$$G(p|C) \simeq i \int_0^{\infty} ds \exp\{is(p^2 - m^2 - i0)\} \int D\omega \exp\left\{-is \int_0^1 dv \omega^2(v)\right\} \times \\ \times [\hat{p} + m + g^2 \hat{K}(2sp)] \exp\left[\frac{i}{2} g^2 \Phi(2sp)\right],$$

где

$$(20) \quad \bar{K}(2sp) = \int_0^1 dv \gamma^\mu \frac{\partial f^\nu(2sp, v)}{\partial v} D_{\mu\nu}[-f(2sp, v)] +$$

$$+ 2sp^\nu \int_0^1 du \gamma^\mu D_{\mu\nu}[2sp(1-u)] = \gamma^\mu \oint_{\Gamma_{0,2sp}} dz^\nu D_{\mu\nu}(z),$$

$$(21) \quad \Phi(2sp) = \int_0^1 du_1 \int_0^1 du_2 \frac{\partial f_\mu(2sp, u_1)}{\partial u_1} \times$$

$$\times \frac{\partial f_\nu(2sp, u_2)}{\partial u_2} D_{\mu\nu}[f(2sp, u_1) - f(2sp, u_2)] +$$

$$+ \int_0^1 dv_1 \int_0^1 dv_2 (2sp^\mu) (2sp^\nu) D_{\mu\nu}[2sp(v_2 - v_1)] +$$

$$+ \int_0^1 du \frac{\partial f_\mu(2sp|u)}{\partial u} \int_0^1 dv (2sp^\nu) D_{\mu\nu}[f(2sp, u) + 2sp(1-v)] +$$

$$+ \int_0^1 dv (2sp^\mu) \int_0^1 du \frac{\partial f_\nu(2sp, u)}{\partial u} D_{\mu\nu}[-f(2sp, u) - 2sp(1-v)] =$$

$$= \oint_{\Gamma_{0,2sp}} dz_1^\mu \oint_{\Gamma_{0,2sp}} dz_2^\nu D_{\mu\nu}(z_1 - z_2).$$

Замкнутый контур  $\Gamma_{0,2sp}$  изображен на рис. 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  $\bar{K}(2sp)$ , содержащей  $\gamma$ -матрицу и связанной со спиновыми эффектами, то с учетом (21) для функции Грина (19) получим

$$(22) \quad G(p|C) = i(\hat{p} + m) \int_0^\infty ds \exp\{is(p^2 - m^2 - i0)\} \langle 0 | W[\Gamma_{0,2sp}] | 0 \rangle,$$

где  $W[\Gamma_{0,2sp}]$  — вильсоновский оператор

$$(23) \quad W[\Gamma] = \mathcal{P} \exp \left\{ ig \oint_{\Gamma} dz^\mu A_\mu(z) \right\}.$$

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

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

В результате из (22) получим в координатном пространстве

$$(25) \quad G(x-y|C) \simeq \langle 0 | W[\Gamma_{xy}] | 0 \rangle G_0(x-y),$$

где  $G_0(x-y)$  — свободная функция Грина. Отметим, что формула (25)

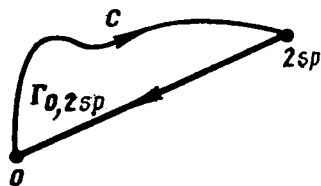


Рис. 1

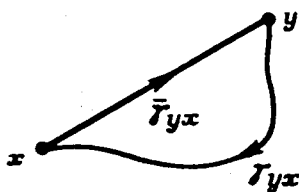


Рис. 2

является точной в модели Блоха — Нордсика [23], которая, как известно, воспроизводит электродинамику в инфракрасной области <sup>6)</sup>.

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 следующего вытекающего из (6) и (7) представления для калибровочно-инвариантного фермионного пропагатора:

$$\begin{aligned}
 (26) \quad G(x, y|C) = & \int DA \exp\{-S_0[A]\} \det\left[1 + \frac{g\hat{A}}{i\hat{\partial} - m}\right] \times \\
 & \times \exp\left[ig \int_{C_{xy}} dw A(w)\right] \times \\
 & \times [i\hat{\partial}_x + m + g\hat{A}(x)] i \int_C d\tau \int_{\substack{z(\tau)=x \\ z(0)=y}} dz \exp\left[ig \int_{\gamma_{xy}} dz A(z)\right] \times \\
 & \times \exp\left[-\frac{i}{2} \int_0^\tau d\xi (\dot{z}_\mu^2 + m^2 - i\sigma_{\mu\nu} \partial_\nu A_\mu)\right].
 \end{aligned}$$

Функциональное интегрирование в (26) осуществляется по всем путям  $C_{xy}$ , соединяющим пространственно-временные точки  $x$  и  $y$ . Перепишем (26) в явно калибровочно-инвариантном виде и пренебрежем, как и ранее, фермионными петлями и спиновыми эффектами. В результате получим

$$\begin{aligned}
 (27) \quad G(x, y|C) = & \int DA \exp\left[ig \oint_{\Gamma_{xy}} dw A(w)\right] \exp\{-iS_0[A]\} \times \\
 & \times [i\hat{\partial}_x + m + g\hat{B}(x|y)] i \int_0^\tau d\tau \int_{\substack{z(\tau)=x \\ z(0)=y}} Dz \exp\left[ig \int_{\bar{\Gamma}_{yx}} dz A(z)\right] \times \\
 & \times \exp\left\{-\frac{i}{2} \int_0^\tau d\xi (\dot{z}_\mu^2 + m^2)\right\},
 \end{aligned}$$

<sup>6)</sup> Иной способ вывода соотношения (25) был рассмотрен нами ранее в работе [24].

где  $B(x, y)$  — калибровочно-инвариантное векторное поле

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

а контур  $\bar{\gamma}_{yx}$  изображен на 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

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

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

$$(30) \quad G(x, y|C) \simeq \int DA \exp \left\{ -iS_0[A] + ig \oint_{\Gamma_{xy}} dw A(w) \right\} \times \\ \times (i\hat{\partial}_x + m) i \int_0^\infty d\tau \int_{\substack{z(\tau)=x \\ z(0)=y}} Dz \exp \left[ -\frac{i}{2} \int_0^\tau d\xi (\dot{z}_\mu^2 + m^2) \right] = \\ = \langle 0 | W[\Gamma_{xy}] | 0 \rangle G_0(x-y).$$

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  $G(x, y|C_{xy})$  может быть представлен в виде, аналогичном (27). Откуда, предполагая доминантность прямолинейных путей, получим и в неабелевом случае формулу, аналогичную (30).

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, вышеприведенный анализ показывает, что отличие поведения калибровочно-инвариантного фермионного пропагатора (1) в инфракрасной области от свободного определяется мультипликативным фактором, равным вакуумному среднему от вильсоновского оператора со специфичным контуром, образованным исходным контуром  $C_{xy}$  в пропагаторе (21), и отрезком прямой, соединяющей точки  $y$  и  $x$ . Этот фактор аккумулирует всю зависимость от контура исходной функции Грина. Таким образом, изучение инфракрасного поведения фермионного пропагатора тесным об-



разом 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. // *Canad. J. Phys.* 1955. V. 33. № 11. P. 650–660.
- [2] Fock V. A. *Collection of the Works on Quantum Field Theory*, 1957. Leningrad Univ. Pub. Sov. Phys. 1937. V. 12. № 12. P. 404–408.
- [3] Mandelstam S. // *Ann. Phys.* 1962. V. 19. № 11–24; *Phys. Rev.* 1968. V. 175. № 5. P. 158–163.
- [4] Bialynicki-Birula I. // *Bull. Acad. Polon.* 1963. V. XI. № 3. P. 135–138.
- [5] Steinmann O. // *Ann. Phys.* 1984. V. 157. № 1. P. 232–254. Gauge invariant fields in nonabelian gauge theories: Preprint B1-TP-85/4. Bielefeld: Bielefeld Univ., 1985.
- [6] Emilio E. D., Mintchev M. // *Phys. Rev.* 1983. V. D27. № 8. P. 1840–1851. *Nuovo Cim.* 1982. V. 69A. № 1. P. 43–64; *Fortschr. Phys.* 1984. B. 32. № 9. S. 473–501. Минчев М. X., Тодоров И. Т. // ЭЧАЯ. 1985. Т. 16. № 1. С. 59–100.
- [7] Maghantay Y. A., Romero D. B. // *Ann. Phys.* 1985. V. 161. № 2. P. 303–309.
- [8] Skachkov N. B., Solovtsov I. L., Shevchenko O. Yu. *JINR Rapid Comm.* № 8-85. P. 42; № 9-85. P. 39. № 10-85. P. 13. Dubna: JINR, 1985.
- [9] Pagels H. // *Phys. Rev.* 1977. V. D15. P. 2991–3002.
- [10] Baker M., Ball J. S., Zachariasen F. // *Nucl. Phys.* 1981. V. B186. № 3. P. 531–559; 1983. V. B229. P. 445–455.
- [11] Arbuzov B. A. // *Phys. Lett.* 1983. V. 125B. P. 497–500.
- [12] Логунов А. А. // ЖЭТФ. 1955. Т. 29. С. 828–830.
- [13] Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В. *Введение в теорию квантованных полей*. М.: Наука, 1976.
- [14] Korchemsky C. P., Radyushkin A. V. *Infrared asymptotics of perturbative QCD. Quark and gluon propagators: Preprint E2-85-901. Dubna: JINR, 1985; // Phys. Lett.* 1986. V. 171B. № 4. P. 459–467.
- [15] Куликов А. В. // ЯФ. 1985. Т. 42. Вып. 2(8). С. 453–457.
- [16] Politzer H. D. // *Nucl. Phys.* 1976. V. B117. P. 397–400. Narison S. // *Phys. Rep.* 1982. V. 84. № 4. P. 263–290.
- [17] Kanaga K., Sugawara H., Pakvasa S., Tuan S. F. // *Phys. Lett.* 1982. V. 116B. № 1. P. 61–65. Kanaga K. // *Phys. Rev.* 1982. V. D26. № 7. P. 1758–1768.
- [18] Skachkov N. B., Solovtsov I. L., Shevchenko O. Yu. // *Z. Phys. C.— Part. and Fields.* 1985. V. 29. № 4. P. 631–635.
- [19] Skachkov N. B., Solovtsov I. L., Shevchenko O. Yu. *Preprint E2-85-430. Dubna: JINR, 1985.*
- [20] Skachkov N. B., Solovtsov I. L., Shevchenko O. Yu. *Preprint E2-85-462. Dubna: JINR, 1985.*
- [21] Соловцов И. Л. // Изв. АН БССР. 1985. № 5. С. 99–104.
- [22] Барбашов Б. М. // ЖЭТФ. 1965. Т. 48. С. 607–621. Блохинцев Д. И., Барбашов Б. М. // УФН. 1972. Т. 106. № 2. С. 593–600.
- [23] Соловцов И. Л. // Изв. вузов, физика. 1985. № 1. С. 65.
- [24] Sisakian A. N., Skachkov N. B., Solovtsov I. L., Shevchenko O. Yu. *JINR Rapid Comm.* № 12-87. P. 14. Dubna: JINR, 1987.
- [25] Barbashov B. M. et al. // *Phys. Lett.* 1970. V. 33B. № 7. P. 484–488.
- [26] Сисакян А. Н. // Тр. ФИАН № 140. С. 18. М.: ФИАН СССР. 1970.
- [27] Борисов Н. В., Кулиш П. П. // ТМФ. 1982. Т. 51. № 3. С. 335–343.
- [28] Прошников Г. С. // ЯФ. 1983. Т. 38. С. 512–521; 1986. Т. 44. С. 1554–1564.

Объединенный институт  
ядерных исследований

Поступила в редакцию  
10.VII.1987 г.

### GAUGE-INVARIANT APPROACH AND INFRARED BEHAVIOUR OF THE SPINOR PROPAGATOR

Sisakian A. N., Skachkov N. B., Solovtsov I. L., Shevchenko O. Yu.

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