УДК 530.12 : 530.145

И. Л. СОЛОВЦОВ, В. Г. ТЕПЛЯКОВ

КАЛИБРОВОЧНО-ИНВАРИАНТНЫЙ БИЛОКАЛЬНЫЙ ФОРМАЛИЗМ В КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ

Предложено калибровочно-инвариантное продолжение производящего функционала S-матрицы за массовую поверхность. Получен производящий функционал калибровочно-инвариантных функций Грина. На основе формализма континуального интеграла введены коллективные калибровочно-инвариантные билокальные полевые переменные. С помощью билокального формализма получено интегральное уравнение для калибровочно-инвариантного спинорного пропагатора. Показано, что пропагатор билокального поля соответствует калибровочно-инвариантной волновой функции двухчастичной системы в лестничном приближении.

Характерной чертой современных теоретических схем, призванных описывать взаимодействия элементарных частиц, является принцип калибровочной инвариантности. Калибровочный произвол, возникающий в теории, в ряде случаев оказывается весьма полезным. Например, в S-матричных расчетах то или иное калибровочное условие можно использовать, основываясь на соображениях удобства и простоты вычислений. Однако наличие «калибровочной степени свободы» не всегда играет положительную роль. Например, поведение кваркового пропагатора в инфракрасной области, связанное с проблемой конфайнмента, существенно зависит от выбора калибровочного условия. Этот факт полностью аналогичен ситуации, хорошо известной в квантовой электродинамике, в которой электронная функция Грина в классе ковариантных α-калибровок имеет точку ветвления при $p^2=m^2$, которая только при $\alpha=3$ (калибровка Соловьева—Йенни) вырождается в простой полюс [1].

В последнее время становится ясным, что последовательное изучение структуры калибровочных теорий следует вести на основе калибровочно-инвариантных объектов. Построению и изучению таких объектов посвящены работы [2—10].

В данной работе мы дадим калибровочно-инвариантное обобщение формализма билокальных переменных [11—14] на примере абелевой калибровочной теории безмассового спинорного поля q, взаимодействующего с векторным калибровочным полем A_μ.

Стандартный производящий функционал S-матрицы имеет вид [15]

$$\tilde{R}_f[A;\,\zeta,\,\bar{\zeta}] = \exp\{iS_0[A;\,\zeta,\,\bar{\zeta}]\}\int Dq D\bar{q} DB\,\delta[f(B-A)]\times \\ \times\exp\{i[S(B;\,q;\,\bar{q}) - AKB - \bar{q}K'\zeta - \bar{\zeta}K'q\}, \tag{1}$$

где S_0 и S — соответственно свободное и полное действия

$$S_0[A;\,\zeta,\,\bar{\zeta}] = \frac{1}{2}AKA + \bar{\zeta}K'\zeta;\; K_{\mu\nu} = g_{\mu\nu}\partial^2 - \partial_\mu\partial_\nu;\; K' = i\hat{\partial} \equiv i\gamma_\mu\partial^\mu. \tag{2}$$

Как известно, на массовой поверхности спинорных аргументов ζ и $\bar{\zeta}$ перенормированный функционал (1) зависит лишь от поперечных степеней свободы векторного поля A. То есть перенормированные S-матрицы, отвечающие полям A и $A+\partial\lambda$, эквивалентны. Однако вне массовой поверхности, когда $K'\zeta\neq 0$ и $\bar{\zeta}K'\neq 0$, производящий функционал (1) не является градиентно-инвариантным. Этот факт приводит в свою очередь к калибровочной зависимости функций Грина, производящий функционал которых $Z[J, \eta, \bar{\eta}]$ определяется функционалом (1), заданным вне массовой поверхности:

$$\tilde{Z}_f[J; \eta, \bar{\eta}] = \exp\{-iS_0[-iD_0^{(f)}J; -iG_0\eta, -i\bar{\eta}G_0]\} \times$$
$$\times R_f[-iD_0^{(f)}J; -iG_0\eta; -i\bar{\eta}G] =$$
$$= \int DqD\bar{q}DA\delta[f(A)]\exp\{i[S[A; q, \bar{q}] + J.A. + \bar{\eta}q + \bar{q}\eta]\}, \qquad (3)$$

где $D_0^{(f)}$ и G_0 — свободные функции Грина векторного и спинорного полей.

Вместо (1) рассмотрим новый функционал

$$R_f[A; \zeta, \bar{\zeta}] = \exp\{iS_0[A; \zeta, \bar{\zeta}]\}\cdot\int DqD\bar{q}DB\delta[f(B-A)] \times$$
$$\times \exp\{i[S(B; q, \bar{q}) - AK(B+\partial\Lambda) - \bar{q}\omega^{-1}K'\zeta - \bar{\zeta}K'\omega q]\}. \qquad (4)$$

где

$$\omega = \exp(ig\Lambda), \quad \Lambda \equiv \Lambda(x|\xi) = \int_x^\xi dz^\mu B_\mu(z), \qquad (5)$$

а интегрирование в (5) проводится по некоторому контуру, соединяющему точки x и ξ.

Функционалы (1) и (4) на массовой поверхности фермионных аргументов, когда $K'\zeta = \bar{\zeta}K' = 0$, эквивалентны. Действительно, в силу поперечности оператора K выполняется $K\partial\Lambda = 0$, а спинорная часть (1) и (4) отличается выражениями типа $\bar{q}(e^{-ig\Lambda} - 1)K'\zeta$, вклад от которых эффективно сводится к перенормировке внешних линий [1, 15]. Таким образом, функционалы (1) и (4) приводят на массовой поверхности к одной и той же перенормированной S-матрице. Их отличие друг от друга связано с различным способом расширения S-матрицы за массовую поверхность. Введенный функционал (4) в отличие от (1) оказывается поперечным не только на массовой поверхности, а также и вне ее. Этот факт нетрудно продемонстрировать следующим образом.

Выполним градиентное преобразование векторного аргумента A: $A \to A + \partial\lambda$. Одновременно сделаем замену переменной интегрирования B: $B \to B + \partial\lambda$. В результате аргумент δ-функции в (4) не изменится и в силу поперечности оператора K получим

$$R_f[A + \partial\lambda; \zeta, \bar{\zeta}] = \exp\{iS_0[A; \zeta, \bar{\zeta}]\}\cdot\int DqD\bar{q}DB\delta[f(B-A)] \times$$
$$\times \exp\{i[S[B+\partial\lambda; q, \bar{\zeta}] - AK(B+\partial\Lambda) - \bar{q}\exp(-ig(\lambda(\xi) -$$
$$-\lambda(x)))\omega^{-1}K'\zeta - \bar{\zeta}K'\exp(ig(\lambda(\xi) - \lambda(x)))\omega q]\}. \qquad (6)$$

Выполняя далее фазовые преобразования

$$q \to \exp(ig(\lambda(x) - \lambda(\xi)))q; \quad \bar{q} \to \bar{q}\exp(-ig(\lambda(x) - \lambda(\xi)))$$

и учитывая калибровочную инвариантность полного действия

$$S[B+\partial\lambda; \exp(ig(\lambda(x) - \lambda(\xi)))q, \bar{q}\exp(-ig(\lambda(x) - \lambda(\xi)))] = S[B; q, \bar{q}],$$

получим эквивалентность (6) и (4).

Производящему функционалу S-матрицы (4) в соответствии с (3) отвечает производящий функционал калибровочно-инвариантных функций Грина

$$Z[j; \eta, \bar{\eta}] = \int DqD\bar{q}DA\delta[f(A)]\exp\left\{i\int d^4x\left[\bar{q}i\partial q - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}^2 + \right.\right.$$
$$\left.\left. + g\bar{q}\hat{A}q + j_\mu(A_\mu + \partial_\mu\Lambda) + \bar{q}\omega^{-1}\eta + \bar{\eta}\omega q\right]\right\}. \qquad (7)$$

В частности, функционал (7) генерирует не обычный калибровочно-зависимый спинорный пропагатор $i<0|T\Psi(x)\overline{\Psi}(y)|0>$, а калибровочно-инвариантный пропагатор вида

$$i<0\,|\,T\Psi(x)\,P\exp\left[ig\int\limits_x^y dz_\mu A^\mu(z)\right]\overline{\Psi}(y)\,|\,0>. \tag{8}$$

Изучению его свойств посвящены работы [6—10].

Следует отметить, что при выборе контурной калибровки[1)] [16]

$$P\exp\left(ig\int\limits_x^\xi pz_\mu A^\mu(z)\right)=1 \tag{9}$$

калибровочно-инвариантные величины (4), (7) и (8) совпадают с соответствующими стандартными выражениями. Отсюда, в частности, а также в силу связи функционалов (4) и (7), задаваемой формулой (3), следуют обычные редукционные формулы.

Перейдем в функциональном интеграле (7) к новым фермионным переменным интегрирования $Q=q\exp(ig\Lambda)$, $\overline{Q}=\overline{q}\exp(-ig\Lambda)$, тогда

$$\mathrm{Z}[j,\overline{\eta},\eta]\sim\int DADQD\overline{Q}\delta[f(A)]\exp\left\{i\int d^4x\left[\overline{Q}(x)\hat{\partial}Q(x)-\right.\right.$$

$$-F_{\mu\nu}(x)F_{\mu\nu}(x)\,4+R_\mu(x)A_\mu(x)-$$

$$\left.\left.-\int d^4yR_\nu(y)\frac{\partial}{\partial y_\nu}\int\limits_\xi^y dz_\mu\delta(x-z)A_\mu(x)+\overline{Q}(x)\eta(x)-\overline{\eta}(x)Q(x)\right]\right\},$$

где

$$R_\mu(x)=j_\mu(x)+ig\overline{Q}(x)\gamma_\mu Q(x);\quad F_{\mu\nu}=\partial_\mu A_\nu-\partial_\nu A_\mu.$$

Выполняя интегрирование по векторному полю A_μ, получим

$$Z[j,\overline{\eta},\eta]\sim\int dQd\overline{Q}\exp\left\{-\int d^4x\overline{Q}(x)\hat{\partial}Q(x)-\right.$$

$$-\frac{i}{2}\int d^4xd^4y\left[R_\mu(x)-\int d^4uR_\alpha(u)\frac{\partial}{\partial u_\alpha}\int\limits_\xi^u dz_\mu\delta(x-z)\right]D_{\mu\nu}(x-y)\times$$

$$\times\left[R_\nu(y)-\int d^4vR_\beta(v)\frac{\partial}{\partial u_\beta}\int\limits_\xi^v dw_\nu\delta(y-w)\right]+$$

$$\left.+\int d^4x(\overline{Q}(x)\eta(x)+\eta(x)Q(x))\right\}, \tag{10}$$

где $D_{\mu\nu}(x)$ — пропагатор векторного поля в произвольной калибровке. Раскрывая квадратные скобки и переобозначая в отдельных слагаемых переменные интегрирования, выражение (10) можно преобразовать к виду

$$Z[j,\eta,\overline{\eta}]=\int DQD\overline{Q}\exp\left\{i\int d^4x\left[\overline{Q}(x)\left(i\hat{\partial}-g\gamma_\mu\int d^4y\tilde{D}_{\mu\nu}(x-y)j_\nu(y)\right)\times\right.\right.$$

$$\left.\times Q(x)+\overline{\eta}(x)Q(x)+\overline{Q}(x)\eta(x)\right]-$$

[1)] В случае прямолинейного контура интегрирования условие (9) приводит к широко применяемой в настоящее время калибровке В. А. Фока $(x-\xi)^\mu A_\mu(x)=0$.

$$-\frac{i}{2}\int d^4xd^4y\,[j_\mu(x)\tilde{D}_{\mu\nu}(x-y)j_\nu(y)+$$

$$+g^2\bar{Q}(x)\gamma_\mu Q(x)\tilde{D}_{\mu\nu}(x-y)\bar{Q}(y)j_\nu Q(y)]\Big\},\tag{11}$$

где

$$\tilde{D}_{\mu\nu}(x-y)=D_{\mu\nu}(x-y)-\frac{\partial}{\partial x_\mu}\int_\xi^x dz_\alpha D_{\alpha\nu}(z-y)-$$

$$-\frac{\partial}{\partial y_\mu}\int_\xi^y dw_\beta D_{\alpha\beta}(x-w)+\frac{\partial}{\partial x_\mu}\int_\xi^x dz_\alpha\frac{\partial}{\partial y_\nu}\int_\xi^y dw_\beta D_{\alpha\beta}(z-w)-\tag{12}$$

калибровочно-инвариантный векторный пропагатор.

Введем обозначения

$K_{(\alpha_1\beta_1;\,\alpha_2\beta_2)}(x_1,\ y_1;\ x_2,\ y_2)=(\gamma_\mu)_{\alpha_1\beta_1}\tilde{D}_{\mu\nu}(x_1-x_2)(\gamma_\nu)_{\alpha_2\beta_2}\delta^{(4)}(x_1-y_2)\delta^4(y_1-x_2)$,

тогда последнее слагаемое под знаком экспоненты в выражении (11), содержащее четыре фермионных переменных Q, примет вид

$$\int d^4xd^4y\bar{Q}(x)j_\mu Q(x)\tilde{D}_{\mu\nu}(x-y)\bar{Q}(y)\gamma_\nu Q(y)=$$

$$=-\int d^4xd^4yd^4x_2d^4y_2Q_{\beta_1}(y_1)\bar{Q}_{\alpha_1}(x_1)K_{(\alpha_1\beta_1;\,\alpha_2\beta_2)}(x_1,\ y_1;\ x_2,\ y_2)\times$$

$$\times Q_{\beta_2}(y_2)\bar{Q}_{\alpha_2}(x_2)=-(Q\bar{Q},\ KQ\bar{Q}).\tag{13}$$

Чтобы избавиться от четырехфермионного члена, следуя [11—14], введем дополнительное интегрирование по билокальному бозонному полю $\chi_{\alpha\beta}=\chi_{\alpha\beta}(x,\ y)$, после чего производящий функционал примет вид

$$Z[j,\ \eta,\ \bar{\eta}]\sim\int DQD\bar{Q}D\chi\exp\Big\{i\bar{Q}\,[-G(\chi-gA_{\text{ext}})]^{-1}Q+\bar{\eta}Q+\bar{Q}\eta-$$

$$-\frac{i}{2}j_\mu\tilde{D}_{\mu\nu}j_\nu-\frac{i}{2g^2}(\chi,\ K^{-1}\chi)\Big\},\tag{14}$$

где введены обозначения

$$-[G(\chi-gA_{\text{ext}})]^{-1}=i\hat{\partial}+\chi-gA_{\text{ext}}=G_0^{-1}+\chi-gA_{\text{ext}},$$

$$G_0^{-1}=-i\hat{\partial},\ A_{\text{ext}}=-\gamma_\mu\int d^4y\tilde{D}_{\mu\nu}(x-y)j_\nu(y).\tag{15}$$

Выполняя в (14) интегрирование по $DQD\bar{Q}$, получим

$$Z[j,\ \bar{\eta},\ \eta]\sim\int D\chi\exp\{iS[\chi]\}Z[j,\ \bar{\eta},\ \eta,\ |\chi].\tag{16}$$

Здесь

$$S[\chi]=-\frac{1}{2g^2}(\chi,\ K^{-1}\chi)-i\,\mathrm{tr}\ln(1+G_0\chi);$$

$$Z[j,\ \bar{\eta},\ \eta\,|\,\chi]=$$

$$=\exp\Big[-\frac{i}{2}j_\mu\tilde{D}_{\mu\nu}j_\nu+i\bar{\eta}G(\chi-gA_{\text{ext}})\eta+\mathrm{tr}\ln(1-gG(\chi)A_{\text{ext}})\Big].\tag{17}$$

Из (16) и (17) находим

$$\frac{1}{iZ}\frac{\delta}{\delta\eta(y)}\frac{\delta}{\delta\bar{\eta}(x)}Z\Big|_{\eta=\bar{\eta}=0,\ j_\mu=0}=G(x,\ y\,|\,\chi),\tag{18}$$

$G(x, y|\chi)$ есть полная калибровочно-инвариантная функция Грина спинорного поля. Согласно (15), $G(x, y|\chi)$ удовлетворяет уравнению

$$i\hat{\partial}_x G(x, y|\chi) = \int d^4 z \chi(x, z) G(x, y|\chi) = -\delta^{(4)}(x-y), \qquad (19)$$

которое по форме совпадает с уравнением Дайсона и показывает, что билокальное поле $\chi(x, y)$ следует интерпретировать как калибровочно-инвариантный массовый оператор фермиона (см. в связи с этим работу [9]).

Соответствующее (19) интегральное уравнение имеет вид

$$G(z, y|\chi) = G_0(z, y) - \int dx dx' G_0(z, x) \chi(x, x') G(x', y|\chi), \qquad (20)$$

где $G_0(z, y) = G_0(z-y)$ удовлетворяет уравнению $i\partial_x G_0(x, y) = -\delta^{(4)}(x-y)$.

Классическое уравнение движения билокального поля, возникающее от вариации функционала $S[\chi]$

$$\delta S[\chi]/\delta\chi = 0,$$

имеет вид

$$\chi(x, y) = -ig^2 \tilde{D}_{\mu\nu}(x, y) j_\mu G(x, y|\chi) j_\nu. \qquad (21)$$

Уравнения (20) и (21) образуют систему относительно $G(x, y|\chi)$ и $\chi(x, y)$. Исключая, например, $\chi(x, y)$, получим интегральное уравнение для калибровочно-инвариантного фермионного пропагатора

$$G(z, y|\chi) = G(z, y) + ig^2 \int dx dx' G_0(z, x) \tilde{D}_{\mu\nu}(x, x') \gamma_\mu G(x, x'|\chi) \gamma_\nu G(x', y'|\chi). \qquad (22)$$

Его графическое изображение представлено на рис. 1, где сплошная линия соответствует G_0, а волнистая — $\tilde{D}_{\mu\nu}$.

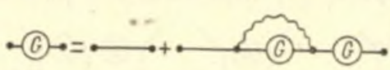

Рис. 1

Введем в функциональном интеграле (14) новую билокальную переменную интегрирования $\Phi(x, y) = \chi(x, y) - \chi_0(x, y)$, где χ_0 — решение уравнения (21), и разложим подынтегральное выражение в показателе экспоненты по степеням билокальной переменной $\Phi(x, y)$. Тогда производящий функционал можно представить в виде

$$Z[j, \bar{\eta}, \eta] \sim \int D\Phi \exp\{i(S_{\text{free}} + S_{\text{int}})\} Z[j, \bar{\eta}, \eta | \chi_0 + \Phi], \qquad (23)$$

где

$$S_{\text{free}}[\Phi] = -(\Phi, S^{(2)}(\chi_0)\Phi)/2;$$

$$S^{(2)}(\chi_0) = K^{-1}(1 - ig^2 R(\chi_0)) g^2;$$

$$R_{(\alpha_1\beta_1;\, \alpha_2\beta_2)}(x_1, y_1; x, y) | \chi_0) =$$

$$= \int dx dy G_{\alpha_2\alpha}(x_2, x|\chi_0) K_{(\beta_1\alpha_1;\, \alpha\beta)}(x_1, y_1; x, y) G_{\beta\beta_2}(y, y_2|\chi_0);$$

$$S_{\text{int}}[\Phi] = i \sum_{n=3}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n} \operatorname{tr}[G(\chi_0)\Phi]^n. \qquad (24)$$

Выражение S_{free} в показателе экспоненты функционального интеграла (23), квадратичное по переменной $\Phi(x, y)$, можно рассматривать как свободное действие для билокальных полей Φ. Варьируя S_{free}: $\delta S_{\text{free}}/\delta\Phi = 0$, — получим полевое уравнение

$$\Phi(x, y) = ig^2 \tilde{D}_{\mu\nu}(x-y) \int d^4x' d^4y' \gamma_\mu G(x, x' | \chi_0) \times$$
$$\times \Phi(x', y') G(y', y | \chi_0) \gamma_\nu, \tag{25}$$

по форме совпадающее с однородным уравнением Бете—Солпитера для вершинной функции в лестничном приближении.

Введем пропагатор билокального поля

$$T_{(\alpha\beta;\,\gamma\delta)}(x, y; x', y') = i \int D\Phi \exp\{iS_{\text{free}}\} \Phi_{\alpha\beta}(x, y) \Phi_{\gamma\delta}(x', y') =$$
$$= [S^{(2)}(\chi_0)^{-1}]_{(\alpha\beta;\,\gamma\delta)}(x, y; x', y').$$

Учитывая (24), имеем

$$T = g^2 (1 - ig^2 R)^{-1} K = g^2 \sum_{n=0}^{\infty} (ig^2 R)^n K. \tag{26}$$

Графически разложение (26) изображено на рис. 2. Заметим, что ряд (26) может быть получен путем итерации следующего интегрального уравнения типа Бете—Солпитера:

$$T_{(\alpha,\beta;\,\gamma\delta)}(x_1, y_1; x_2 y_2) = g^2 K_{(\alpha\beta;\,\gamma\delta)}(x_1, y_1; x_2, y_2) +$$
$$+ ig^2 \int dx dy dz dw K_{(\alpha\beta;\,\nu\sigma)}(x_1, y_1; y, z) G_{\sigma\rho}(z, w | \chi_0) T_{(\mu,\rho;\,\gamma\delta)}(x_1, w; x_2, y_2). \tag{27}$$

Таким образом, введение коллективных динамических переменных, отсутствующих в исходной формулировке калибровочно-инвариантной теории поля, позволило получить интегральные уравнения (25) и (27) для калибровочно-инвариантных объектов: спинорного пропагатора вершинной функции и четырехточечной функции. Полученные уравнения отличаются от соответствующих уравнений стандартной теории присутствием в них вместо свободного векторного пропагатора $D_{\mu\nu}(x-y)$ функции $\tilde{D}_{\mu\nu}(x, y)$, определяемой равенством (12).

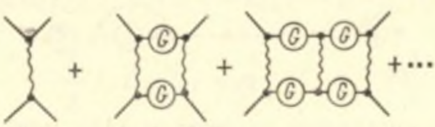

Рис. 2

Функцию $\tilde{D}_{\mu\nu}(x, y)$ можно интерпретировать как свободный калибровочно-инвариантный пропагатор векторной частицы.

В заключение отметим, что введенные в данной работе калибровочно-инвариантные билокальные переменные соответствуют калибровочно-инвариантным полям класса Фока [4, 6, 9]. Аналогичным образом может быть развит калибровочно-инвариантный билокальный формализм на основе рассмотренных в работах [4, 6, 9] полевых переменных дираковского и смешанного классов.

Авторы признательны А. Н. Сисакяну, Н. Б. Скачкову, О. Ю. Шевченко за интерес к работе и полезные обсуждения полученных результатов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В. Введение в теорию квантованных полей. — М.: Наука, 1976.
2. Mandelstam S.//Ann. Phys. — 1962. — V. 19. — P. 1; Phys. Rev. — 1968. — V. 175. — P. 1580; De Witt B. S.//Phys. Rev. — 1962. — V. 125. — P. 2189; Bialynicki-Birula I.//Bull. Acad. Polon. Sci. — 1963. — V. 11. — P. 135.
3. D'Emilio E., Mintchev M.//Fort. der Phys. — 1984. — V. 32. — P. 473; Steinmann O.//Ann. Phys. — 1984. — V. 157. — P. 232; Univ. Bielefeld, 1985/ Preprint BI—TP—85/4.

4. Skachkov N. B., Solovtsov I. L., Shevchenko O. Yu. — Dubna, 1985/Preprint JINR Rapid Communications № 8—85, 42; 9—85, 39; 10—85, 13.
5. Kapshay V. N., Skachkov N. B., Solovtsov I. L.—Dubna, 1983/Preprint JINR E2—83—26//Тр. VI Межд. семинара по пробл. физики высоких энергий и квантовой теории поля. — Протвино, 1983. — Т. 2. — С. 262.
6. Skachkov N. B.. Solovtsov I. L., Shevchenko O. Yu. — Dubna, 1985/Preprint JINR E2—85—430, E2—85—462, P2—85—463.
7. Соловцов И. Л.//Изв. вузов. Физика. — 1985. — № 1. — С. 65; Соловцов И. Л., Соловцова О. П.//Изв. вузов. Физика. — 1984. — № 12. — С. 49.
8. Соловцов И. Л.//Изв. АН БССР. Сер. Физ.-мат. наук. — 1985. — № 5. — С. 99.
9. Скачков Н. Б., Соловцов И. Л., Шевченко О. Ю.//ТМФ. — 1987. — Т. 71, — № 1. — С. 54.
10. Сисакян А. Н., Скачков Н. Б., Соловцов И. Л., Шевченко О. Ю. — Дубна, 1987/Препринт ОИЯИ Р2—87—479; — Dubna, 1987/Preprint JINR Rapid Communications № 3 (23) — 87, 12.
11. Славнов А. А.//ТМФ. — 1982. — Т. 51. — С. 307; ТМФ. — 1983. — Т. 54. — С. 52; ТМФ. — 1983. — Т. 57. — С. 4; Phys. Lett. — 1982. — V. 112B. — P. 154.
12. Первушин В. Н., Рейнхардт X., Эберт Д.//ТМФ. — 1978. — Т. 36. — С. 313.
13. Баталин И. А., Фрадкин Е. С.//Тр. ФИАН. — 1972. — Т. 57. — С. 29.
14. Gutierres W. R.//Nucl. Phys. — 1980. — V. B176. — P. 185; Nakamura A., Oduka K.//Nucl. Phys. — 1982. — V. B202. — P. 457; Ермолаев М. К., Нелипа Н. Ф.//Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. — 1984. — Т. 25. — № 1. — С. 100.
15. Васильев А. Н. Функциональные методы в квантовой теории поля и статистике. — Л.: Изд-во ЛГУ, 1976.
16. Иванов С. В., Корчемский Г. П., Радюшкин А. В.//ЯФ. — 1986. — Т. 44. — С. 230.

Гомельский политехнический институт

Поступила в редакцию 24.09.86,
после доработки — 14.03.88.