

УДК 530.145

УПРОЩЕННЫЙ МЕТОД ВЫЧИСЛЕНИЯ СУПЕРГРАФОВ, ОПРЕДЕЛЯЮЩИХ ДВУХТОЧЕЧНУЮ ФУНКЦИЮ ГРИНА КАЛИБРОВОЧНОГО ПОЛЯ

Е. А. Андрияш, А. Б. Пименов, К. В. Степаньянц

(кафедра теоретической физики)

E-mail: stepan@theor.phys.msu.su

Предложен новый способ вычисления суперграфов, определяющих двухточечную функцию Грина калибровочного поля, который позволяет значительно упростить проведение вычислений. Метод иллюстрируется на примере двухпетлевых диаграмм в $N = 1$ суперсимметричной электродинамике, регуляризованной высшими производными.

Введение

Исследование квантовых поправок в суперсимметричных теориях представляет собой интересную, а во многих случаях и весьма нетривиальную задачу. Учитывая, что в настоящее время существуют косвенные экспериментальные доказательства существования суперсимметрии [1], особенную актуальность приобретает вопрос о построении простого и эффективного метода вычисления квантовых поправок. Существенным упрощением для суперсимметричных теорий является использование метода суперграфов, который сохраняет суперсимметрию на каждом шаге вычислений. Однако во многих случаях даже вычисление суперграфов представляет значительную сложность. Поэтому было бы желательно попытаться каким-то образом упростить вычисления.

В настоящей работе мы рассматриваем диаграммы Фейнмана, которые определяют двухточечную функцию Грина калибровочного поля и, в частности, β -функцию. Такие вычисления во многих случаях представляют значительный интерес, например при исследовании проблемы аномалий [2] или проверке [3–5] так называемой точной β -функции Новикова, Шифмана, Вайнштейна и Захарова [6]. Для рассматриваемых диаграмм мы предлагаем способ вычисления суперграфов, значительно упрощающий технику расчета. Предлагаемый метод применим как для суперсимметричной теории Янга–Миллса, так и для суперсимметричной электродинамики. Однако для простоты изложения мы будем формулировать и применять этот метод для $N = 1$ суперсимметричной электродинамики.

1. $N = 1$ суперсимметричная электродинамика и ее регуляризация с помощью высших производных

$N = 1$ суперсимметричная электродинамика в суперпространстве описывается следующим дейст-

вием:

$$S_0 = \frac{1}{4e^2} \text{Re} \int d^4x d^2\theta W_a C^{ab} W_b + \frac{1}{4} \int d^4x d^4\theta \left(\phi^* e^{2V} \phi + \tilde{\phi}^* e^{-2V} \tilde{\phi} \right) + \frac{1}{2} \int d^4x d^2\theta m \tilde{\phi} \phi + \frac{1}{2} \int d^4x d^2\bar{\theta} m \tilde{\phi}^* \phi^*. \quad (1)$$

При этом ϕ и $\tilde{\phi}$ — киральные суперполя, которые в качестве компонент содержат скалярные и спинорные поля и в рассматриваемой модели имеют одинаковую массу m , V есть вещественное скалярное суперполе, которое в качестве одной из компонент содержит калибровочное поле A_μ , а суперполе W_a представляет собой суперсимметричный аналог тензора напряженности калибровочного поля и в абелевом случае определяется как

$$W_a = \frac{1}{16} \bar{D}(1 - \gamma_5) D [(1 + \gamma_5) D_a V], \quad (2)$$

где

$$D = \frac{\partial}{\partial \theta} - i\gamma^\mu \theta \partial_\mu \quad (3)$$

— суперсимметричная ковариантная производная. Через C^{ab} в формуле (1) обозначена матрица зарядового сопряжения.

Для регуляризации модели (1) мы будем использовать метод высших ковариантных производных. (В принципе можно было бы использовать и метод размерной редукции [7], но поскольку этот метод является математически противоречивым [8], то мы предпочтем использовать непротиворечивую регуляризацию высшими производными.) При регуляризации высшими производными действие модели модифицируется следующим образом:

$$S_0 \rightarrow S = S_0 + S_\Lambda = \frac{1}{4e^2} \text{Re} \int d^4x d^2\theta W_a C^{ab} \left(1 + \frac{\partial^{2n}}{\Lambda^{2n}} \right) W_b + \frac{1}{4} \int d^4x d^4\theta \left(\phi^* e^{2V} \phi + \tilde{\phi}^* e^{-2V} \tilde{\phi} \right) + \frac{1}{2} \int d^4x d^2\theta m \tilde{\phi} \phi + \frac{1}{2} \int d^4x d^2\bar{\theta} m \tilde{\phi}^* \phi^*, \quad (4)$$

где Λ — параметр регуляризации, который имеет размерность массы. При этом поскольку в абелевом случае суперполе $W^{\dot{a}}$ является калибровочно инвариантным, то в регуляризирующем слагаемом стоят обычные, а не ковариантные производные.

Квантование модели (4) может быть выполнено стандартным образом [9] при использовании метода суперграфов. Мы не будем останавливаться на деталях метода, заметим лишь, что калибровочную инвариантность удобно фиксировать добавлением следующих слагаемых:

$$S_{\text{gf}} = -\frac{1}{64e^2} \int d^4x d^4\theta \left(VD^2 \bar{D}^2 \left(1 + \frac{\partial^{2n}}{\Lambda^{2n}} \right) V + V \bar{D}^2 D^2 \left(1 + \frac{\partial^{2n}}{\Lambda^{2n}} \right) V \right), \quad (5)$$

где

$$D^2 \equiv \frac{1}{2} \bar{D}(1 + \gamma_5)D, \quad \bar{D}^2 \equiv \frac{1}{2} \bar{D}(1 - \gamma_5)D, \quad (6)$$

поскольку после добавления таких членов квадратичная по суперполю V часть действия будет иметь наиболее простой вид

$$S_{\text{gauge}} + S_{\text{gf}} = \frac{1}{4e^2} \int d^4x d^4\theta V \partial^2 \left(1 + \frac{\partial^{2n}}{\Lambda^{2n}} \right) V. \quad (7)$$

В рассматриваемом здесь абелевом случае диаграммы, содержащие духовые петли, отсутствуют.

Тем не менее хорошо известно [10], что добавление слагаемого с высшими производными не регуляризует остаточные однопетлевые расходимости, для регуляризации которых необходимо добавлять в производящий функционал детерминанты полей Паули–Вилларса:

$$Z = \int D V D \phi D \bar{\phi} \prod_i (\det P V(V, M_i))^{c_i} \times \exp(i(S_{\text{ren}} + S_{\text{gf}} + \text{Sources})). \quad (8)$$

При этом перенормированное действие S_{ren} определяется формулой

$$S_{\text{ren}} = \frac{1}{4e^2} Z_3(e, \Lambda/\mu) \text{Re} \int d^4x d^2\theta W_a C^{ab} \left(1 + \frac{\partial^{2n}}{\Lambda^{2n}} \right) W_b + Z(e, \Lambda/\mu) \frac{1}{4} \int d^4x d^4\theta \left(\phi^* e^{2V} \phi + \bar{\phi}^* e^{-2V} \bar{\phi} \right) + \frac{1}{2} \int d^4x d^2\theta m \bar{\phi} \phi + \frac{1}{2} \int d^4x d^2\bar{\theta} m \bar{\phi}^* \phi^*, \quad (9)$$

где учтено, что в силу теоремы о перенормировке [9] в теории возмущений отсутствует перенормировка массового слагаемого. Действие для членов, фиксирующих калибровку S_{gf} , дается формулой (5), детерминанты Паули–Вилларса определяются как

$$(\det P V(V, M))^{-1} = \int D \Phi D \bar{\Phi} \exp(iS_{PV}), \quad (10)$$

где

$$S_{PV} \equiv Z(e, \Lambda/\mu) \frac{1}{4} \int d^4x d^4\theta \left(\Phi^* e^{2V} \Phi + \bar{\Phi}^* e^{-2V} \bar{\Phi} \right) + \frac{1}{2} \int d^4x d^2\theta M \bar{\Phi} \Phi + \frac{1}{2} \int d^4x d^2\bar{\theta} M \bar{\Phi}^* \Phi^*, \quad (11)$$

а коэффициенты c_i удовлетворяют условиям

$$\sum_i c_i = 1, \quad \sum_i c_i M_i^2 = 0. \quad (12)$$

Далее мы будем предполагать, что $M_i = a_i \Lambda$, где a_i — некоторые постоянные. Члены с источниками в формуле (8) записываются в виде

$$\text{Sources} = \int d^4x d^4\theta J V + \int d^4x d^2\theta (j \phi + \bar{j} \bar{\phi}) + \int d^4x d^2\bar{\theta} (j^* \phi^* + \bar{j}^* \bar{\phi}^*). \quad (13)$$

Вставка детерминантов Паули–Вилларса позволяет сократить остаточные расходимости во всех однопетлевых диаграммах, в том числе в диаграммах, содержащих контрчленные вставки.

Для получения эффективного действия необходимо вычислить все одночастично неприводимые диаграммы в рассматриваемом порядке теории возмущений, выражения для которых строятся при помощи правил Фейнмана, которые для рассматриваемой теории могут быть сформулированы следующим образом.

1. Внешним линиям соответствует множитель

$$\prod_E \int \frac{d^4 p_{E_V}}{(2\pi)^4} V(p_{E_V}) \times \int \frac{d^4 p_{E_\phi}}{(2\pi)^4} \phi(p_{E_\phi}) \cdots (2\pi)^4 \delta \left(\sum_E p_E \right), \quad (14)$$

где индекс E нумерует внешние импульсы.

2. Каждой внутренней линии суперполя V соответствует пропагатор

$$\frac{8e^2}{(k^2 + i0) (1 + (-1)^n k^{2n}/\Lambda^{2n})} \delta^4(\theta_1 - \theta_2). \quad (15)$$

3. Каждой внутренней линии $\phi - \phi^*$ или $\bar{\phi} - \bar{\phi}^*$ соответствует пропагатор

$$-\frac{1}{16(k^2 + i0)} \bar{D}^2 D^2 \delta^4(\theta_1 - \theta_2). \quad (16)$$

(Заметим, что действие рассматриваемой теории квадратично по суперполям материи, что позволяет сформулировать более простые правила Фейнмана по сравнению с правилами Фейнмана для модели Весса–Зумино.)

4. Поля Паули–Вилларса присутствуют только в замкнутых петлях. При этом каждой внутренней линии $\Phi - \Phi^*$ или $\bar{\Phi} - \bar{\Phi}^*$ соответствует пропагатор

$$-\frac{1}{16(k^2 - M_i^2 + i0)} \bar{D}^2 D^2 \delta^4(\theta_1 - \theta_2), \quad (17)$$

а каждой внутренней линии $\Phi - \bar{\Phi}$ или $\Phi^* - \bar{\Phi}^*$ —

$$\frac{M_i}{4(k^2 - M_i^2 + i0)} \bar{D}^2 \delta^4(\theta_1 - \theta_2) \quad (18)$$

и $\frac{M_i}{4(k^2 - M_i^2 + i0)} D^2 \delta^4(\theta_1 - \theta_2)$

соответственно. Также для каждой замкнутой петли полей Паули-Вилларса необходимо добавить $-\sum_i c_i$.

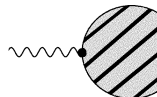
5. Каждой замкнутой петле соответствует интегрирование по петлевому импульсу $\int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4}$.

6. Каждая вершина дает интегрирование по соответствующей антикоммутирующей переменной θ : $\int d^4 \theta$.

7. Для каждой диаграммы необходимо определить числовой коэффициент, который может быть найден, например, при помощи разложения производящего функционала (8) в ряд по теории возмущений.

2. Упрощенный метод вычисления суперграфов

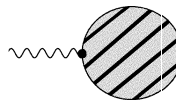
Используя антикоммутационные соотношения для суперсимметричных ковариантных производных, несложно свести произвольную диаграмму, дающую вклад в двухточечную функцию Грина калибровочного поля, к виду



$$= \int d^8 x_1 d^8 x_2 V(x_1) \times \quad (19)$$

$$\times (\partial^2 \Pi_{1/2} F(\partial^2) \delta_{12}^8 + G(\partial^2) \delta_{12}^8) V(x_2),$$

где $F(\partial^2)$ и $G(\partial^2)$ — некоторые функции. В импульсном представлении это может быть переписано в более привычной форме:



$$= \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} d^4 \theta V(-p, \theta) \times \quad (20)$$

$$\times (\partial^2 \Pi_{1/2} F(p^2) + G(p^2)) V(p, \theta).$$

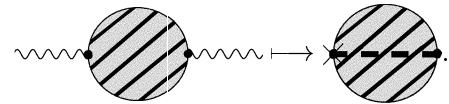
При этом первое слагаемое в этом выражении представляет собой калибровочно инвариантную часть амплитуды (которая удовлетворяет суперсимметричному тождеству Уорда), а второе — неинвариантную. Конечно, после суммирования всех возможных диаграмм данного порядка теории возмущений все неинвариантные члены должны сократиться.

Суть предлагаемого в работе метода состоит в том, что в исходном выражении для суперграфа, которое строится в соответствии со сформулированными выше правилами Фейнмана, мы производим замену произведения $V(x_1)V(x_2)$ на следующее выражение:

$$V(x_1, \theta_1) \cdot V(x_2, \theta_2) \mapsto \quad (21)$$

$$\mapsto -2V(x_1, \theta_1) \partial^2 \Pi_{1/2} V(x_1, \theta_1) \cdot \delta_{12}^8.$$

На языке диаграмм описанная процедура эквивалентна ампутации внешних фотонных линий и соединению ранее содержавших их вершин некоторым эффективным «пропагатором» (крестиком условно обозначается вершина, куда мы «сдвигаем» аргументы волновых функций):

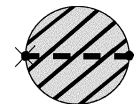


$$\quad (22)$$

Этому «пропагатору» необходимо сопоставить эффективное правило Фейнмана:

$$\frac{1}{-} - - - - \frac{2}{-} = \delta_{12}^8.$$

При этом, как оказывается, выражение для инвариантной части диаграммы не изменится, а неинвариантная часть исчезнет. Действительно, совершив замену (21) в амплитуде (19). Тогда



$$= -2 \int d^8 x_1 d^8 x_2 [V_1 \partial_1^2 \Pi_{1/2} V_1] \times \quad (23)$$

$$\times (\delta_{12}^8 \partial_2^2 \Pi_{1/2} F(\partial_2^2) + \delta_{12}^8 G(\partial_2^2)) \delta_{12}^8.$$

Второе слагаемое тождественно обращается в нуль:

$$\int d^8 x_1 d^8 x_2 [V_1 \partial_1^2 \Pi_{1/2} V_1] (G(\partial_2^2) \delta_{12}^8) \delta_{12}^8 = \quad (24)$$

$$= \int d^8 x_1 d^8 x_2 [V_1 \partial_1^2 \Pi_{1/2} V_1] \times$$


$$\times (G(\partial_2^2) \delta_{12}^4) \delta_{12}^4 \cdot \delta^4(\theta_1 - \theta_2) \delta^4(\theta_1 - \theta_2) \equiv 0.$$

Для преобразования первого слагаемого в (23) воспользуемся известными тождествами:

$$\partial_2^2 \Pi_{1/2} = \partial_2^2 - \frac{D_2^2 \bar{D}_2^2}{16} - \frac{\bar{D}_2^2 D_2^2}{16}, \quad (25)$$

$$\delta^4(\theta_1 - \theta_2) D^2 \bar{D}^2 \delta^4(\theta_1 - \theta_2) = 4\delta^4(\theta_1 - \theta_2). \quad (26)$$

Тогда окончательно получаем, что рассматриваемая диаграмма, содержащая эффективный «пропагатор», оказывается равной



$$= \int d^4 \theta \int d^4 x_1 d^4 x_2 \times \quad (27)$$

$$\times [V(x_1, \theta) \partial_1^2 \Pi_{1/2} V(x_1, \theta)] \delta_{12}^4 F(\partial_2^2) \delta_{12}^4.$$

Итак, мы видим, что описанный метод позволяет вычислить инвариантную часть исследуемого суперграфа (что и нужно при конкретных расчетах). При этом процедура вычисления значительно упрощается за счет того, что теперь в подынтегральном выражении появляется дополнительная дельта-функция δ_{12}^8 , а волновые функции, соответствующие внешним фотонным линиям, оказываются сдвинутыми в одну точку суперпространства, что существенно облегчает снятие производных D^2 и \bar{D}^2 с дельта-функций в подынтегральном выражении амплитуды.

3. Двухпетлевая двухточечная функция Грина калибровочного поля для $N = 1$ суперсимметричной электродинамики

В качестве иллюстрации предлагаемого метода вычислим двухпетлевые диаграммы с двумя внешними фотонными линиями и сравним полученные результаты с вычислениями, проведенными в соответствии с общими правилами Фейнмана в работе [3].

Следует сразу отметить, значительное число диаграмм немедленно оказываются равными нулю, что говорит о том, что эти суперграфы несут чисто неинвариантный вклад. В частности, равными нулю оказываются диаграммы, имеющие внешние фотонные линии, выходящие из одной вершины типа $\Phi^\dagger V^2 \Phi$:

$$\rightarrow = 0. \quad (28)$$

В нуль обращаются также диаграммы, содержащие вершины типа $\Phi^\dagger V^3 \Phi$:

$$\rightarrow = 0. \quad (29)$$

Зануляются также диаграммы, в которых вершины соединены фотонным пропагатором. В частности,

$$\rightarrow = 0. \quad (30)$$

В двухпетлевом приближении нетривиальный вклад дадут следующие диаграммы:

$$\quad (31)$$

В новом формализме им соответствуют диаграммы:

$$\quad (32)$$

Вычислим в качестве примера первую диаграмму, изображенную на рисунке (32). В соответствии с новыми правилами Фейнмана она дает следующий вклад:

$$= -2 \int d^8 x_1 d^8 x_2 d^8 x_3 (V_1 \partial_1^2 \Pi_{1/2} V_1) \times \frac{\bar{D}_2^2 D_2^2}{4(\partial^2 + m^2)} \delta_{12}^8 \frac{\bar{D}_3^2 D_3^2}{4(\partial^2 + m^2)} \delta_{23}^8 \times$$

$$\times \frac{\bar{D}_1^2 D_1^2}{4(\partial^2 + m^2)} \delta_{13}^8 \frac{2e^2}{\partial^2 \left[1 + \frac{\partial^{2n}}{\Lambda^{2n}} \right]} \delta_{12}^8 \cdot \delta_{13}^8. \quad (33)$$

Переписывая выражение (33), явно выделяя в δ^8 части, относящиеся к пространственным и антикоммутирующим θ переменным, с использованием формулы (26) получим, что рассматриваемая диаграмма может быть записана в виде

$$= -2 \int d^4 \theta \int d^4 x_1 d^4 x_2 d^4 x_3 (V(x_1, \theta) \partial_1^2 \Pi_{1/2} V(x_1, \theta)) \times \left(\frac{1}{\partial^2 + m^2} \delta^4(x_1 - x_2) \right) \left(\frac{1}{\partial^2 + m^2} \delta^4(x_2 - x_3) \right) \times \left(\frac{1}{\partial^2 + m^2} \delta^4(x_1 - x_3) \right) \left(\frac{2e^2}{\partial^2 \left[1 + \frac{\partial^{2n}}{\Lambda^{2n}} \right]} \delta^4(x_1 - x_2) \right) \times \delta^4(x_1 - x_3). \quad (34)$$

Переходя затем в импульсное представление, переписываем это следующим образом:

$$= -2 \int d^4 \theta \int \frac{d^4 p d^4 k d^4 q}{(2\pi)^{12}} (V(p, \theta) \partial^2 \Pi_{1/2} V(-p, \theta)) \times \frac{2e^2}{k^2 (1 + (-1)^n \frac{k^{2n}}{\Lambda^{2n}})} \times \frac{1}{(q^2 - m^2) ((k+q)^2 - m^2) ((p+q)^2 - m^2)}. \quad (35)$$

Вычисления оставшихся диаграмм производится аналогично. Соответствующие результаты приведены в Приложении и совпадают с результатами работ [3, 4]. Суммарный двухпетлевой вклад в эффективное действие оказывается равным

$$(\Delta \Gamma)_{2\text{-loop}} = -2 \int \frac{d^4 p d^4 k d^4 q}{(2\pi)^{12}} \times (V(p, \theta) \partial^2 \Pi_{1/2} V(-p, \theta)) \frac{e^2}{k^2 \left(1 + (-1)^n \frac{k^{2n}}{\Lambda^{2n}} \right)} \times \left(\frac{1}{(q^2 - m^2) ((k+q)^2 - m^2) ((p+q)^2 - m^2)} - \frac{1}{2m^2} \frac{1}{(q^2 - m^2)^2 ((k+q)^2 - m^2) ((p+q)^2 - m^2)} - \frac{1}{2} \left\{ \left[(k+p+q)^2 + (k+q)^2 + (p+q)^2 + q^2 \right] - k^2 - p^2 \right\} \times \left[(q^2 - m^2) ((k+q)^2 - m^2) ((p+q)^2 - m^2) \times ((k+p+q)^2 - m^2) \right]^{-1} + m^2 \left[(q^2 - m^2) ((k+q)^2 - m^2) ((p+q)^2 - m^2) \times ((k+p+q)^2 - m^2) \right]^{-1} \right). \quad (36)$$

Его дальнейшее вычисление сводится к вычислению обычных интегралов и может быть найдено в [3, 4].

Таким образом, предложенный метод позволяет получить те же самые результаты, что и стандартное вычисление суперграфов, но со значительно меньшими техническими сложностями.


Заключение

В настоящей работе предложен метод вычисления суперграфов, определяющих двухточечную функцию Грина калибровочного поля, который позволяет существенно упростить наиболее технически сложные части вычисления. Это упрощение связано с тем, что в диаграмме появляются две лишние совпадающие точки вместо внешних линий. Однако недостатком предлагаемого метода является то, что он не позволяет вычислять неинвариантные части диаграмм. Несмотря на то что результат для суммы диаграмм всегда является инвариантным, сокращение неинвариантных членов часто используются для проверки правильности вычислений. Однако, по нашему мнению, технические упрощения в высших петлях оказываются столь существенными, что позволяют забыть об этом недостатке.

Несмотря на то что предложенный метод был сформулирован и проиллюстрирован на примере $N = 1$ суперсимметричной электродинамики, регуляризованной высшими производными, он также применим и к суперсимметричным теориям Янга-Миллса и не чувствителен к регуляризациям. В частности, его можно использовать в теориях, регуляризованных как размерной редукцией, так и регуляризацией высшими производными или неинвариантными регуляризациями [11, 12].

Приложение

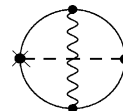
Приведем выражения для оставшихся двухпетлевых диаграмм в импульсном представлении:



$$= - \int d^4\theta \int \frac{d^4p d^4k d^4q}{(2\pi)^{12}} (V(p, \theta) \partial^2 \Pi_{1/2} V(-p, \theta)) \times$$

$$\times \frac{e^2}{k^2 \left(1 + (-1)^n \frac{k^{2n}}{\Lambda^{2n}}\right)} \times$$

$$\times \left(\frac{1}{(q^2 - m^2) ((k + q)^2 - m^2) ((p + q)^2 - m^2)} + \frac{2m^2}{(q^2 - m^2)^2 ((k + q)^2 - m^2) ((p + q)^2 - m^2)} \right). \quad (37)$$



$$= - \frac{1}{2} \int d^4\theta \int \frac{d^4p d^4k d^4q}{(2\pi)^{12}} \times$$

$$\times (V(p, \theta) \partial^2 \Pi_{1/2} V(-p, \theta)) \frac{e^2}{k^2 \left(1 + (-1)^n \frac{k^{2n}}{\Lambda^{2n}}\right)} \times$$

$$\times \left(\left\{ [(k + p + q)^2 + (k + q)^2 + (p + q)^2 + q^2] - k^2 - p^2 \right\} \times \right.$$

$$\left. [(q^2 - m^2) ((k + q)^2 - m^2) ((p + q)^2 - m^2)] \times \right.$$

$$\left. \times ((k + p + q)^2 - m^2) \right]^{-1} -$$

$$- 2m^2 [(q^2 - m^2) ((k + q)^2 - m^2) ((p + q)^2 - m^2)] \times$$

$$\times ((k + p + q)^2 - m^2) \right]^{-1}. \quad (38)$$

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 02-01-00126).

Литература

1. Nilles H.P. // Phys. Rept. 1984. **110**. P. 1.
2. Novikov V.A., Shifman M.A., Vainstein A.I., Zakharov V.I. // Phys. Lett. 1985. **157B**. P. 169.
3. Soloshenko A.A., Stepanyantz K.V. // E-print hep-th/0203118.
4. Солошенко А.А., Степаньянц К.В. // ТМФ. 2003. **134**. С. 429.
5. Солошенко А.А., Степаньянц К.В. // ТМФ. 2004. **140**. С. 437.
6. Novikov V.A., Shifman M.A., Vainstein A.I., Zakharov V.I. // Phys. Lett. 1985. **166B**. P. 329.
7. Siegel W. // Phys.Lett. 1979. **84B**. P. 193.
8. Siegel W. // Phys. Lett. 1980. **94B**. P. 37.
9. Уэст П. // Введение в суперсимметрию и супергравитацию. М., 1989.
10. Славнов А.А., Фаддеев Л.Д. // Введение в квантовую теорию калибровочных полей. М., 1988.
11. Славнов А.А., Степаньянц К.В. // ТМФ. 2003. **135**. С. 265.
12. Славнов А.А., Степаньянц К.В. // ТМФ. 2004. **139**. С. 179.

Поступила в редакцию 28.04.04