Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

А. А. Славнов, Калибровочно-инвариантная $U(1)$ -модель на некоммутативной плоскости в аксиальной калибровке, *ТМФ*, 2004, том 140, номер 3, 388–395

DOI: <https://doi.org/10.4213/tmf105>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением
<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 52.6.47.48

26 апреля 2023 г., 14:48:36

© 2004 г.

А. А. Славнов*

КАЛИБРОВОЧНО-ИНВАРИАНТНАЯ $U(1)$ -МОДЕЛЬ НА НЕКОММУТАТИВНОЙ ПЛОСКОСТИ В АКСИАЛЬНОЙ КАЛИБРОВКЕ

Калибровочно-инвариантная $U(1)$ -модель на некоммутативной плоскости, описывающая скалярную частицу, исследована в аксиальной калибровке. Использование этой калибровки делает очевидными отсутствие неинтегрируемых инфракрасных сингулярностей и существование гладкого коммутативного предела.

Ключевые слова: некоммутативная теория поля, $(UV-IR)$ -смешивание.

1. ВВЕДЕНИЕ

Характерной особенностью квантовых некоммутативных моделей является возникновение неинтегрируемых инфракрасных (ИК) расходимостей – $(UV-IR)$ -смешивание. Некоторые ультрафиолетово (УФ) сходящиеся однопетлевые диаграммы имеют сингулярности при нулевых импульсах. Это приводит к существенной модификации закона дисперсии, которая делает физическую интерпретацию соответствующих состояний довольно затруднительной. Более того, при рассмотрении многопетлевых диаграмм может встретиться ситуация, когда диаграмма включает в качестве подграфов однопетлевые диаграммы, имеющие ИК-полюсы. Соответствующие интегралы могут содержать неинтегрируемые ИК-сингулярности. В результате в квантовых некоммутативных моделях присутствуют не только УФ-сингулярности, которые могут быть устранены с помощью подходящей процедуры перенормировки, но также ИК-сингулярности, делающие теорию несамосогласованной [1]–[10]. ИК-полюсы появляются в условно сходящихся диаграммах, для которых формальный УФ-индекс расходимости равен 1 или 2. Поэтому кажется вероятным, что такие полюсы должны отсутствовать в перенормируемых суперсимметричных моделях, в которых в коммутативном случае присутствуют только логарифмические расходимости. Действительно, явное вычисление однопетлевых диаграмм в $N = 1$ суперсимметричных калибровочных моделях подтверждает эту гипотезу [11]–[13]. Если в этом случае ИК-полюсы отсутствуют и в многопетлевых диаграммах, то суперсимметричные некоммутативные модели могут быть свободны от

---

* Математический институт им. В. А. Стеклова РАН, Москва, Россия. E-mail: slavnov@mi.ras.ru

трудностей, связанных с (UV–IR)-смешиванием. В настоящее время отсутствие неинтегрируемых ИК-особенностей было доказано в произвольном порядке теории возмущений для суперсимметричной модели Весса–Зумино [14] и для трехмерной суперсимметричной $U(1)$ -модели [15].

Можно было бы думать, что суперсимметрия является необходимым условием существования непротиворечивых некоммутативных моделей. Однако недавно мы предложили несуперсимметричную $U(1)$ -модель на пространственноподобной некоммутативной плоскости, в которой, по-видимому, отсутствуют неинтегрируемые ИК-сингулярности [16]. Доказательство, приведенное в работе [16], основывалось на сокращении ИК-расходимостей, которому не удалось дать достаточно ясного физического объяснения.

В настоящей работе будет показано, что подходящим выбором условия калибровки можно сделать вполне очевидным отсутствие ИК-полюсов в диаграммах любого порядка. Становится также понятно, почему модели на некоммутативной пространственноподобной плоскости отличаются от других некоммутативных моделей и допускают гладкий предельный переход к коммутативному случаю.

2. (UV–IR)-СМЕШИВАНИЕ В НЕКОММУТАТИВНОЙ $U(1)$ -МОДЕЛИ

Действие некоммутативной $U(1)$ -модели имеет вид

$$S = \int d^4x \left\{ -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F_{\mu\nu} \right\}, \quad (1)$$

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu + ig[A_\mu, *A_\nu]. \quad (2)$$

Звездочка обозначает мойаловское произведение, которое может быть записано в виде

$$f(x) * g(x) = e^{i\xi \theta_{\mu\nu} \partial_\mu^x \partial_\nu^y} f(x)g(y)|_{y=x}, \quad (3)$$

где $\theta_{\mu\nu}$ – вещественная антисимметричная матрица, а ξ – параметр некоммутативности. В пределе $\xi \rightarrow 0$ действие (1) сводится к обычному максвелловскому действию для электромагнитного поля.

Калибровочное преобразование имеет вид, подобный неабелеву калибровочному преобразованию

$$\delta A_\mu = \partial_\mu \epsilon - ig(A_\mu * \epsilon - \epsilon * A_\mu). \quad (4)$$

Отметим, что хотя для кососимметричной матрицы $\theta_{\mu\nu}$ общего вида действие (1) нелокально, в моделях с $\theta_{i0} = 0$ отсутствует нелокальность по времени и можно использовать обычный гамильтонов формализм. В дальнейшем мы предполагаем, что $\theta_{i0} = 0$ и, следовательно, можно пользоваться гамильтоновым формализмом. Мы выберем $\theta_{12} = -\theta_{21} = 1$, $\theta_{13} = \theta_{23} = 0$.

В этом случае квантование проводится стандартным образом и правила Фейнмана выглядят аналогично соответствующим правилам в теории Янга–Миллса. Основным отличием является появление осциллирующих факторов в вершинах взаимодействия.

Трехточечная вершина калибровочного поля с импульсами k_1, k_2, k_3 и индексами μ, ν, ρ имеет вид

$$2ig \sin(\xi k_1 \tilde{k}_2) [(k_1 - k_2)_\rho \delta_{\mu\nu} + (k_2 - k_3)_\mu \delta_{\nu\rho} + (k_3 - k_1)_\nu \delta_{\mu\rho}], \quad (5)$$

а четырехточечная вершина выглядит следующим образом:

$$-4g^2 [(g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} - g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho}) \sin(k_1 \tilde{k}_3 \xi) \sin(k_2 \tilde{k}_4 \xi) + \text{sym}], \quad (6)$$

где sym обозначает симметризацию по отношению к замене импульсов k_i и индексов μ, ν, ρ . Мы пользуемся обозначением $\tilde{k}_\mu = \theta_{\mu\nu} k_\nu$.

Осциллирующие факторы в вершинах взаимодействия подавляют часть УФ-расходимостей и в то же время приводят к появлению ИК-особенностей. В частности, поляризационный оператор калибровочного поля имеет УФ-расходящуюся часть, соответствующую планарным диаграммам, и сходящуюся непланарную часть, которая содержит члены, сингулярные при $p = 0$. Явное вычисление дает

$$\Pi_{\mu\nu}(p) = \frac{g^2}{2\pi^2} \frac{\tilde{p}_\mu \tilde{p}_\nu}{\xi^2 (\tilde{p}^2)^2} + \dots, \quad (7)$$

где многоточием обозначены члены, пропорциональные $\ln(\xi \tilde{p}^2)$, и члены, регулярные при $p = 0$.

Аналогичные сингулярности появляются в трехточечной функции, которая имеет вид

$$\Gamma_{\mu\nu\rho}(p, q) \sim \cos(\xi p \tilde{q}) \left\{ \frac{\tilde{p}_\mu \tilde{p}_\nu \tilde{p}_\rho}{\xi (\tilde{p}^2)^2} + \text{sym} \right\} + \dots, \quad (8)$$

где многоточие опять обозначает менее сингулярные члены, а sym обозначает симметризацию

$$p \rightarrow q, \quad \mu \rightarrow \nu; \quad p \rightarrow -(p+q), \quad \mu \rightarrow \rho. \quad (9)$$

Все остальные диаграммы либо регулярны при нулевых импульсах, либо имеют логарифмические ИК-сингулярности. Полюсные ИК-сингулярности возникают в диаграммах, которые в отсутствие фазовых множителей имели бы квадратичные или линейные УФ-расходимости. Логарифмически-расходящиеся диаграммы порождают только логарифмические расходимости, не препятствующие интегрируемости. В коммутативном случае калибровочная инвариантность обеспечивает отсутствие линейных и квадратичных расходимостей, но в некоммутативной теории они появляются. Хотя в классической теории при достаточно малом ξ некоммутативность приводит к малым отклонениям от коммутативного случая, в квантовой теории некоммутативность никоим образом нельзя рассматривать как малый эффект. Даже в суперсимметричных теориях, в которых ИК-сингулярности имеют логарифмический характер, предел $\xi \rightarrow 0$ не существует. Единственным возможным исключением является $N = 4$ теория Янга-Миллса.

В недавней работе [16] мы предположили, что присутствие неперенормируемых расходимостей в некоммутативной $U(1)$ -модели указывает на то, что данная теория неполна, и классическое действие должно быть модифицировано путем добавления новых калибровочно-инвариантных членов.

Классическое действие, предложенное в работе [16], имеет вид

$$A = \int d^4x \left\{ -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F_{\mu\nu} + \lambda(x) \theta_{\mu\nu} F_{\mu\nu}(x) \right\}, \quad (10)$$

где $\lambda(x)$ – множитель Лагранжа, преобразующийся по присоединенному представлению калибровочной группы.

Вариация действия (10) по $\lambda(x)$ приводит к новому уравнению связи

$$\theta_{\mu\nu} F_{\mu\nu}(x) = 0, \quad (11)$$

которое уменьшает число физических степеней свободы. Хотя действие (10) записано в терминах векторного поля A_μ , оно описывает частицу со спином, равным нулю. Мы привели аргументы в пользу того, что в этой модели неинтегрируемые ИК-сингулярности не дают вклада в физические матричные элементы, и в пределе $\xi \rightarrow 0$ лоренц-инвариантность восстанавливается. Аргументы, приведенные в работе [16], основывались на обращении в нуль некоторых матричных элементов, что было показано прямыми вычислениями в модели на двумерной пространственноподобной некоммутативной плоскости. Нам не удалось найти очевидный механизм, ответственный за эти сокращения. Ниже мы покажем, что отсутствие неинтегрируемых ИК-сингулярностей является прямым следствием симметрии модели, если выбрать подходящее условие калибровки.

3. МОДИФИЦИРОВАННАЯ $U(1)$ -МОДЕЛЬ В АКСИАЛЬНОЙ КАЛИБРОВКЕ

В отличие от работы [16], здесь мы проводим процедуру квантования в аксиальной калибровке $A_1 = 0$. В этой калибровке уравнение связи (11) сводится к условию

$$\partial_1 A_2 = 0, \quad (12)$$

где принято во внимание, что отличными от нуля элементами матрицы $\theta_{\mu\nu}$ являются θ_{12} и θ_{21} . Считая, что выполнены обычные асимптотические условия $A_\mu(x) \rightarrow 0$ при $\vec{x} \rightarrow \infty$, мы приходим к выводу, что из (12) следует, что $A_2 = 0$.

В выбранной калибровке классическое действие (10) имеет вид

$$A = \frac{1}{2} (\partial_0 A_3 - \partial_3 A_0 + ig[A_0, *A_3])^2 + \frac{1}{2} \sum_{i=1,2} (\partial_i A_0)^2 - \frac{1}{2} \sum_{i=1,2} (\partial_i A_3)^2. \quad (13)$$

Это действие инвариантно относительно вращений в плоскости $(0, 3)$. Вводя канонические импульсы

$$p_3 = \frac{\partial L}{\partial \dot{A}_3} = F_{03}, \quad (14)$$

можно переписать действие в виде

$$A = \int \left\{ p_3 \dot{A}_3 - \frac{1}{2} p_3^2 + A_0 D_3 p_3 + \frac{1}{2} \sum_{i=1,2} (\partial_i A_0)^2 - \frac{1}{2} \sum_{i=1,2} (\partial_i A_3)^2 \right\} dx, \quad (15)$$

где D_3 обозначает ковариантную производную. Переменную A_0 можно исключить, решив не содержащее производных по времени уравнение

$$A_0 = \nabla^{-2} D_3 p_3, \quad \nabla^2 = \partial_1^2 + \partial_2^2. \quad (16)$$

Подставляя это решение в действие (15), получаем

$$A = \int \left\{ p_3 \dot{A}_3 - \frac{1}{2} p_3^2 - \frac{1}{2} D_3 p_3 \nabla^{-2} D_3 p_3 - \frac{1}{2} \sum_{i=1,2} (\partial_i A_3)^2 \right\} dx. \quad (17)$$

Это действие описывает скалярную частицу с гамильтонианом

$$H = \frac{p_3^2}{2} + \frac{1}{2} D_3 p_3 \nabla^{-2} D_3 p_3 - \frac{1}{2} \sum_{i=1,2} (\partial_i A_3)^2, \quad (18)$$

и к нему можно применить обычную процедуру канонического квантования.

Действие (10) не инвариантно относительно преобразований Лоренца, однако, как будет показано, в классическом коммутативном пределе $\xi \rightarrow 0$ инвариантность теории восстанавливается.

В самом деле, в коммутативном пределе действие принимает вид

$$A = \int \left\{ p_3 \dot{A}_3 - \frac{1}{2} p_3^2 - \frac{1}{2} \partial_3 p_3 \nabla^{-2} \partial_3 p_3 - \frac{1}{2} \sum_{i=1,2} (\partial_i A_3)^2 \right\} dx. \quad (19)$$

Переопределяя переменные

$$\pi(k) = [1 + k_3^2 (k_1^2 + k_2^2)^{-1}]^{1/2} \tilde{p}_3(k), \quad (20)$$

$$\phi(k) = [1 + k_3^2 (k_1^2 + k_2^2)^{-1}]^{-1/2} \tilde{A}_3(k), \quad (21)$$

его легко свести к стандартному лоренц-инвариантному действию, описывающему свободную скалярную частицу:

$$A = \int \left\{ \pi \dot{\phi} - \frac{1}{2} \pi^2 - \frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 (\partial_i \phi)^2 \right\} dx. \quad (22)$$

Однако квантовые поправки могут нарушить этот гладкий переход, как это случается в обычной некоммутативной $U(1)$ -модели. Ниже мы покажем, что в нашем случае гладкий переход к модели свободной скалярной частицы существует и в квантовом случае. Все квантовые поправки исчезают в пределе $\xi \rightarrow 0$.

Как обычно, матрицу рассеяния можно представить в виде континуального интеграла от e^{iA} , где A определяется уравнением (17). Соответствующее равенство удобно записать, вводя интегрирование по A_0 :

$$S = \int \exp \left\{ i \int \left[p_3 \dot{A}_3 - \frac{1}{2} p_3^2 + A_0 D_3 p_3 + \frac{1}{2} \sum_{i=1,2} (\partial_i A_0)^2 - \frac{1}{2} \sum_{i=1,2} (\partial_i A_3)^2 \right] dx \right\} dA_3 dA_0 dp, \quad (23)$$

где подразумеваются обычные граничные условия на A_3 .

Выполняя гауссово интегрирование по p_3 , получаем

$$S = \int \exp \left\{ i \int \left[\frac{1}{2} F_{03}^2 + \frac{1}{2} \sum_{i=1,2} (\partial_i A_0)^2 - \frac{1}{2} \sum_{i=1,2} (\partial_i A_3)^2 \right] dx \right\} dA_3 dA_0. \quad (24)$$

Пропагатор получается обращением квадратичной формы, входящей в свободную часть действия (24), и имеет вид

$$D_{\mu\nu}(k) = \frac{1}{k^2 + i\epsilon} \left\{ g^{\mu\nu} - \frac{k_\mu k_\nu}{k_1^2 + k_2^2} \right\}, \quad \mu, \nu = 0, 3. \quad (25)$$

Все остальные элементы $D_{\mu\nu}$ равны нулю. Поэтому пропагатор (25), очевидно, удовлетворяет условию поперечности вида

$$\tilde{k}_\mu D_{\mu\nu}(k) = 0. \quad (26)$$

В силу калибровочной инвариантности действия (10) функции Грина удовлетворяют обобщенным тождествам Уорда

$$\begin{aligned} & \int \exp \left\{ iA + \int \left[\frac{1}{2\alpha} (A_1)^2 + J_\mu A_\mu \right] dx \right\} \times \\ & \times \left(\frac{1}{\alpha} \partial_1 A_1(x) - \partial_\mu J_\mu(x) + ig[A_\mu(x), *J_\mu(x)] \right) dA_\mu = 0. \end{aligned} \quad (27)$$

Для двухточечной функции Грина имеем

$$-\frac{i}{\alpha} \langle \partial_1 A_1(x) A_\nu(y) \rangle = \partial_\nu \delta(x - y). \quad (28)$$

Фурье-образ поляризационного оператора удовлетворяет условию поперечности

$$p_\mu \Pi_{\mu\nu}(p) = 0. \quad (29)$$

Рассмотрим поляризационный оператор более детально. Легко показать, что сингулярные полюсные члены в этой функции зависят только от $\tilde{p}$. В самом деле, поляризационный оператор имеет вид

$$\Pi_{\mu\nu}(p) = \int \prod_i dk_i \sin(k_1 \tilde{p} \xi) \sin(k_n \tilde{p} \xi) [f_{\mu\nu}(k_1, \dots, k_n, p_0, p_3, \tilde{p})], \quad (30)$$

где мы обозначили импульсы, входящие во внешние вершины, как k_1 и k_n . Подынтегральное выражение в этой формуле представляет собой рациональную функцию размерности p^{-4n+2} , умноженную на произведение тригонометрических функций. Оператор $\Pi_{\mu\nu}(p)$ можно представить в виде

$$\begin{aligned} \Pi_{\mu\nu}(p) = & \int [f_{\mu\nu}(k_1, \dots, k_n, p_0, p_3, \tilde{p}) - f_{\mu\nu}(k_1, \dots, k_n, 0, 0, \tilde{p})] \times \\ & \times \sin(k_1 \tilde{p} \xi) \sin(k_n \tilde{p} \xi) \prod_i dk_i + \\ & + \int f_{\mu\nu}(k_1, \dots, k_n, 0, 0, \tilde{p}) \sin(k_1 \tilde{p} \xi) \sin(k_n \tilde{p} \xi) \prod_i dk_i. \end{aligned} \quad (31)$$

Первый член не может породить ИК-полюс второго порядка, поскольку интеграл расходится по индексу не более чем линейно. В действительности по соображениям симметрии расходимость логарифмическая. Следовательно, полюсные ИК-сингулярности могут присутствовать лишь во втором члене, зависящем только от $\tilde{p}$.

Единственная возможная структура, зависящая только от $\tilde{p}$ и совместимая с тождеством (27), имеет вид

$$\Pi_{\mu\nu}^{\text{pole}}(p) = \tilde{p}_\mu \tilde{p}_\nu \Pi(\tilde{p}). \quad (32)$$

Напомним, что свободный пропагатор поля A_μ , определяемый формулой (25), удовлетворяет условию поперечности (26). Поэтому вклад ИК-полюсов поляризационного оператора $\Pi_{\mu\nu}(p)$ в любую диаграмму Фейнмана обращается в нуль. Могут присутствовать лишь логарифмические ИК-сингулярности $\sim \ln(\tilde{p}^2 \xi)$. Эти особенности интегрируемы и не приводят к противоречивости теории.

Отсутствие ИК-полюсов в рассматриваемой калибровке легко понять. Ненулевые элементы пропагатора $D_{\mu\nu}$ отвечают $\mu, \nu = 0, 3$. В то же время ИК-полюсная часть поляризационного оператора $\Pi_{\mu\nu}$ зависит только от $\tilde{p}_\mu$ и, следовательно, пропорциональна p_1 или p_2 . Очевидно, что

$$D_{\mu\nu} \Pi_{\nu\alpha}^{\text{pole}} = 0. \quad (33)$$

Аналогичные аргументы применимы и к трехточечной функции. По тем же причинам ее ИК-сингулярная часть зависит только от $\tilde{p}$, $\tilde{q}$, и, следовательно,

$$D_{\mu\alpha}(p) \Gamma_{\alpha\nu\rho}^{\text{pole}}(p, q) = D_{\nu\alpha}(q) \Gamma_{\mu\alpha\rho}^{\text{pole}}(p, q) = D_{\rho\alpha}(p+q) \Gamma_{\mu\nu\alpha}^{\text{pole}}(p, q) = 0. \quad (34)$$

Как и в случае поляризационного оператора, ненулевой вклад могут давать только логарифмические ИК-сингулярности $\Gamma_{\mu\nu\rho}(p, q)$.

Все остальные диаграммы по индексу расходятся не более чем логарифмически и, следовательно, не могут порождать полюсных ИК-сингулярностей.

Итак, мы доказали, что некоммутативная $U(1)$ -модель, описываемая действием (10), не порождает неинтегрируемых ИК-сингулярностей и позволяет вычислять радиационные поправки произвольного порядка. Заметим, что в коммутативном пределе $\xi \rightarrow 0$ все вершины взаимодействия исчезают как ξ . Принимая во внимание, что возможные

сингулярности радиационных поправок по ξ пропорциональны $\ln \xi$, мы делаем вывод, что в квантовой версии нашей модели предел $\xi \rightarrow 0$ существует и описывает свободную скалярную частицу.

Наши выводы не меняются, если A_μ взаимодействует с полем спина $1/2$ в присоединенном представлении. В модели по-прежнему отсутствуют полюсные ИК-сингулярности, и в пределе $\xi \rightarrow 0$ восстанавливается лоренц-инвариантность. Если взаимодействие включает также спинорные поля в фундаментальном представлении, то ИК-полюсные сингулярности отсутствуют, однако лоренц-инвариантный предел при $\xi \rightarrow 0$ может отсутствовать, что имеет место в суперсимметричных моделях.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе была рассмотрена самосогласованная калибровочно-инвариантная $U(1)$ -модель на некоммутативной плоскости (x_1, x_2) в аксиальной калибровке $A_1 = 0$. В этой калибровке две компоненты калибровочного поля обращаются в нуль, и отсутствие ИК-полюсных сингулярностей в произвольном порядке теории возмущений, а также существование гладкого коммутативного предела становятся очевидными.

Благодарности. Работа была частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 02-01-00126), Президентской программой поддержки ведущих научных школ (грант № НШ 2052.2003.1) и программой РАН “Теоретические проблемы математики”.

Список литературы

- [1] *T. Filk.* Phys. Lett. B. 1996. V. 376. P. 53.
- [2] *T. Krajewsky, R. Wulkenhaar.* Int. J. Mod. Phys. A. 2000. V. 15. P. 1011.
- [3] *S. Minwalla, M. Van Raamsdonk, N. Seiberg.* JHEP. 1999. V. 9906. P. 007.
- [4] *I. Ya. Aref'eva, D. M. Belov, A. S. Koshelev.* Phys. Lett. B. 2000. V. 476. P. 431.
- [5] *H. Grosse, T. Krajewski, R. Wulkenhaar.* Renormalization of noncommutative Yang–Mills theories: A simple example. hep-th/0001182.
- [6] *C. P. Martin, D. Sanchez-Ruiz.* Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 476.
- [7] *M. Hayakawa.* Phys. Lett. B. 2000. V. 478. P. 394.
- [8] *A. Matusis, L. Susskind, N. Tombas.* JHEP. 2000. V. 0012. P. 002.
- [9] *I. Ya. Aref'eva, D. M. Belov, A. S. Koshelev, O. A. Rytchkov.* Nucl. Phys. B. 1993. V. 406. P. 90.
- [10] *I. Chepelev, R. Roiban.* JHEP. 2001. V. 0103. P. 001.
- [11] *M. M. Sheikh-Jabbari.* JHEP. 1999. V. 9905. P. 015.
- [12] *D. Zanon.* Phys. Lett. B. 2001. V. 502. P. 265.
- [13] *I. Jack, D. R. T. Jones.* New J. Phys. 2001. V. 31. P. 19.
- [14] *H. O. Girotti, M. Gomes, V. O. Rivelles, A. J. da Silva.* Nucl. Phys. B. 2000. V. 587. P. 299.
- [15] *A. F. Ferrari, H. O. Girotti, M. Gomes et al.* Phys. Lett. B. 2003. V. 577. P. 83.
- [16] *A. A. Slavnov.* Phys. Lett. B. 2003. V. 565. P. 246.

Поступила в редакцию 12.I.2004 г.