Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Р. Н. Баранов, Д. В. Быков, А. А. Славнов, Конденсат
 $\langle \text{tr}(A_\mu^2) \rangle$ в коммутативных и некоммутативных теориях,
ТМФ, 2006, том 148, номер 3, 350–356

DOI: <https://doi.org/10.4213/tmf2321>

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: 44.207.124.84

26 апреля 2023 г., 15:16:43

© 2006 г. Р. Н. Баранов*, Д. В. Быков*, А. А. Славнов*†

КОНДЕНСАТ $\langle \text{tr}(A_\mu^2) \rangle$ В КОММУТАТИВНЫХ И НЕКОММУТАТИВНЫХ ТЕОРИЯХ

Показано, что калибровочная инвариантность оператора $\int dx \text{tr}(A_\mu^2 - 2/(g\xi)x^\nu \theta_{\mu\nu} A^\mu)$ в некоммутативной калибровочной теории не приводит к независимости от калибровки его вакуумного конденсата. Получены обобщенные тождества Уорда для функций Грина, содержащих оператор $\lim_{\Omega \rightarrow \infty} (1/\Omega) \times \int_\Omega dx \text{tr}(A_\mu^2)$, в коммутативной и некоммутативной калибровочной теории.

Ключевые слова: вакуумные конденсаты, некоммутативная теория поля, квантовая хромодинамика, фаза конфайнмента.

1. ВВЕДЕНИЕ

Среди всех вакуумных конденсатов особую роль играют те, которые являются параметрами порядка при фазовых переходах. К таким конденсатам относятся, в частности, конденсат поля Хиггса ($\langle \phi \rangle \neq 0$ – фаза спонтанно нарушенной симметрии) и киральный параметр порядка ($\langle \bar{q}q \rangle \neq 0$ – фаза нарушенной киральной симметрии). В работах [1] приведены аргументы в пользу того, что для исследования фазового перехода конфайнмент–деконфайнмент в квантовой хромодинамике может оказаться полезным конденсат канонической (массовой) размерности два $\langle \text{tr} A_\mu^2 \rangle$ (здесь A_μ – глюонные поля). Оператор $\text{tr} A_\mu^2$ не является калибровочно-инвариантным, однако отсюда не следует, что все его матричные элементы также неинвариантны. Например, рассмотрим в $U(1)$ -теории оператор $F_{\mu\nu}^2 + n_\mu A_\mu$, где n_μ – постоянный вектор. Ясно, что этот оператор не является калибровочно-инвариантным, однако его вакуумное среднее совпадает с $\langle \text{tr} F_{\mu\nu}^2 \rangle$ и поэтому инвариантно. В работах [2] было показано, что в некоммутативной теории поля конденсат $\langle \text{tr} A_\mu^2 \rangle$ не меняется при калибровочных преобразованиях с калибровочной функцией $\omega(x)$, быстро стремящейся к единице на бесконечности. На основании определенных гипотез в [2] был сделан вывод о том, что конденсат $\langle \text{tr}(A_\mu^2) \rangle$ не зависит от параметра, фиксирующего калибровку, как в некоммутативной, так и в коммутативной теории. В данной работе будет показано, что из инвариантности теории относительно калибровочных

*Московский государственный университет, Москва, Россия.
E-mail: roma.baranov@gmail.com, dbykov@mi.ras.ru

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

преобразований с функциями $\omega(x)$, быстро стремящимися к единице на бесконечности, не следует независимость конденсата $\langle \text{tr}(A_\mu^2) \rangle$ от калибровочного параметра α . Неинвариантность конденсата налагает очевидные ограничения на возможность использования его в качестве параметра порядка: для этого требуется независимость от калибровки множества значений константы связи, при которых параметр порядка обращается в нуль. С этой точки зрения более удобным, по-видимому, является использование не самого конденсата, а его минимального значения по калибровкам $L \stackrel{\text{def}}{=} \min_\omega \langle \text{tr}(A_\mu^\omega)^2 \rangle$, как это было предложено в [1].

2. КАЛИБРОВОЧНАЯ ИНВАРИАНТНОСТЬ В КЛАССИЧЕСКОЙ И КВАНТОВОЙ НЕКОММУТАТИВНЫХ ТЕОРИЯХ

В данном разделе будет показано, что инвариантность некоторой классической величины относительно калибровочных преобразований с калибровочной функцией, быстро стремящейся к единице на бесконечности, не гарантирует калибровочной независимости всех матричных элементов соответствующего оператора в квантовой теории. Приведем конкретный пример, иллюстрирующий это утверждение и имеющий одновременно непосредственное отношение к конденсату $\langle \text{tr} A_\mu^2 \rangle$.

Напомним ход доказательства калибровочной инвариантности величины

$$\int dx \text{tr} \left(A_\mu^2 - \frac{2}{g\xi} x^\nu \theta_{\mu\nu} A^\mu \right)$$

в классической $U(N)$ -теории [2]. Наиболее просто можно получить желаемый результат, если начать с матричной модели, в которой динамической переменной является поле

$$B_\mu = A_\mu + \frac{1}{\xi} \theta_{\mu\nu}^{-1} x^\nu. \quad (1)$$

Если поле A_μ преобразуется как некоммутативное поле Янга–Миллса, то калибровочные преобразования для B имеют простой вид [3]:

$$B_\mu^\omega = \omega \star B_\mu \star \omega^{-1}, \quad (2)$$

где $\star$ означает некоммутативное мoyalовское умножение. Не составляет труда построить инвариантную величину $\int dx \text{tr}(B_\mu^2)$, после чего сделать сдвиг, заданный формулой (1). Таким образом, мы получим калибровочно-инвариантный член вида $\int dx \text{tr}(A_\mu^2 - 2/(g\xi) x^\nu \theta_{\mu\nu} A^\mu)$.

Отметим, однако, некоторую тонкость в приведенном доказательстве: мы воспользовались соотношением $\int dx \text{tr}(A \star B - B \star A) = 0$, которое верно лишь в том случае, если A и B быстро стремятся к единице при $\min_\mu |x_\mu| \rightarrow \infty$. При доказательстве классической калибровочной инвариантности функцию $\omega(x)$ действительно можно выбрать так, чтобы она быстро стремилась к единице, однако при доказательстве независимости от калибровки матричных элементов в квантовой теории это не всегда возможно.

Для простоты положим $N = 1$, т.е. рассмотрим группу $U(1)$. Найдем вариацию вакуумного среднего

$$\langle C \rangle \stackrel{\text{def}}{=} \lim_{\Omega \rightarrow \infty} \frac{1}{\Omega} \int_\Omega dx \text{tr} \left(\left\langle A_\mu^2 - \frac{2}{g\xi} x^\nu \theta_{\mu\nu} A^\mu \right\rangle \right)$$

при преобразовании

$$\delta A_\mu = \frac{\delta\alpha}{2\alpha} D_\mu \int dy M^{-1}(x, y) \partial A(y),$$

соответствующем переходу из α -калибровки в $(\alpha + \delta\alpha)$ -калибровку, в нулевом порядке по константе связи:

$$\delta\langle C \rangle = \frac{\delta\alpha}{\alpha} \left\langle \int dx \operatorname{tr}(A_\mu \partial^\mu \beta_0) \right\rangle - \frac{\delta\alpha}{g\xi\alpha} \left\langle \int dx \operatorname{tr}(x^\nu \theta_{\mu\nu} (\partial^\mu \beta + g[A^\mu, \beta_0])) \right\rangle, \quad (3)$$

где $\beta = \int dy M^{-1}(x, y) \partial A(y)$; $\beta_0 = \beta|_{g=0}$. Рассмотрим каждое слагаемое по отдельности. Прежде всего,

$$\left\langle \int dx \operatorname{tr}(A_\mu \partial^\mu \beta_0) \right\rangle = - \int dy D_c(x - y) \underbrace{\langle \partial A(x) \partial A(y) \rangle}_{=-\alpha\delta(x-y)} = \alpha D_c(0). \quad (4)$$

Здесь и далее горизонтальная фигурная скобка означает использование тождества Уорда для двухточечной функции. Выражение $\langle \int \operatorname{tr}(x^\nu \theta_{\mu\nu} \partial^\mu \beta) \rangle$ обращается в нуль, так как

$$\partial_x^\mu \langle \beta(x) \rangle = \partial_x^\mu \left\langle \int dy \bar{c}(x) c(y) \partial A(y) \right\rangle = \partial_x^\mu \int dy F(y - x) = 0.$$

В последнем равенстве мы воспользовались трансляционной инвариантностью пертурбативного вакуума. Обратим внимание на то, что именно за счет трансляционной инвариантности в данном случае оказывается невозможным интегрирование по частям (по x'). Перейдем к последнему слагаемому в (3), содержащему $\langle \int dx x^\nu \theta_{\mu\nu} [A^\mu, \beta_0] \rangle$. Запишем это среднее в первом порядке по ξ (ясно, что в нулевом порядке оно равно нулю, и мы можем ограничиться первым порядком, так как все соотношения должны выполняться в каждом порядке):

$$\left\langle \int dx x^\nu \theta_{\mu\nu} [A^\mu, \beta_0] \right\rangle = \frac{\xi}{2} \left\langle \int dx x^\nu \theta_{\mu\nu} \theta^{\alpha\gamma} \partial_\alpha A^\mu \partial_\gamma \beta_0(x) \right\rangle. \quad (5)$$

В классической теории поля $\beta_0(x)$ является некоторой достаточно быстро убывающей функцией. В этом случае мы могли бы проинтегрировать по частям в последнем равенстве и убедиться, что получающийся вклад в точности сокращается со вкладом (4). Однако в нашем случае $\beta_0 = \beta_0[A]$ является некоторой конкретной функцией, и мы не можем менять ее асимптотическое поведение. Итак,

$$\begin{aligned} \left\langle \partial_\alpha A^\mu \partial_\gamma \int D_c(x - y) \partial A(y) dy \right\rangle &= - \int dy \partial_\gamma^y D_c(x - y) \underbrace{\langle \partial_\alpha A^\mu(x) \partial A(y) \rangle}_{=-\alpha\partial_\alpha^x \partial_\mu^x D_c(x - y)} = \\ &= -\alpha \int dy \partial_\gamma D_c(y) \partial_\alpha \partial^\mu D_c(y) = 0. \end{aligned} \quad (6)$$

Поэтому полная вариация $\langle C \rangle$ есть

$$\delta\langle C \rangle = \delta\alpha D_c(0) \neq 0 \quad (7)$$

за исключением случаев, когда выбрана какая-то специфическая регуляризация, в которой $D_c(0) = 0$ (например, размерная).

В работе [4] было показано, что в общем случае выполняется следующее соотношение:

$$\frac{d}{d\alpha} \langle \text{tr}(A_\mu^2) \rangle_{\alpha=0} = \langle \text{tr}(\bar{c}c) \rangle_{\alpha=0}. \quad (8)$$

Оно согласуется с равенством (7), так как духовый конденсат в лоренцевой калибровке в нулевом порядке теории возмущений равен $D_c(0)$.

3. ОБОБЩЕННЫЕ ТОЖДЕСТВА УОРДА В ПРИСУТСТВИИ КОНДЕНСАТА РАЗМЕРНОСТИ ДВА В КОММУТАТИВНОЙ И НЕКОММУТАТИВНОЙ ТЕОРИЯХ

В предыдущем разделе мы установили, что конденсат $\langle A_\mu^2 \rangle$ зависит от параметра, фиксирующего калибровку. Тем не менее обобщенные тождества Уорда для функций Грина, в которые входит оператор C , в некоммутативной теории выполняются. Это связано с тем, что, как в коммутативной, так и в некоммутативной теории, при получении обобщенных тождеств Уорда мы делаем преобразование $\delta A_\mu = D_\mu M^{-1} \phi$ с произвольной калибровочной функцией ϕ , и, конечно, можем выбрать ее убывающей на бесконечности.

Рассмотрим производящий функционал функций Грина, в которые входит один оператор C :

$$\mathcal{Z}_C[J] = Z^{-1} \int C \cdot \exp \left[iS + \frac{i}{2\alpha} \int dx (\partial A)^2 + i \int dx J^\mu A_\mu \right] \det M \mathcal{D}A. \quad (9)$$

Для получения обобщенных тождеств Уорда, как обычно, сделаем замену $A_\mu \rightarrow A_\mu + \delta A_\mu$, где

$$\delta A_\mu = D_\mu M^{-1} \phi, \quad (10)$$

ϕ – произвольная функция. В результате имеем

$$-\frac{i}{\alpha} \partial_\mu \left[\frac{\delta \mathcal{Z}_C}{\delta J_\mu} \right] + \int dz J_\mu(z) D_\mu^z M^{-1}(z, y) = 0. \quad (11)$$

Данное тождество совпадает с тождеством, которое имело бы место в отсутствие C (т.е. для $\mathcal{Z}$, а не для $\mathcal{Z}_C$), что и следовало ожидать, так как оператор C инвариантен относительно калибровочных преобразований (10) с убывающей функцией ϕ .

Рассмотрим теперь функции Грина, в которых есть однократная вставка оператора $\lim_{\Omega \rightarrow \infty} \frac{1}{\Omega} \int_\Omega dx \text{tr}(A_\mu^2)$, в рамках коммутативной теории. Они обладают следующим свойством: существует

$$\lim_{\Omega \rightarrow \infty} \frac{1}{\Omega} \int_\Omega d^4x \left\langle [A_\mu^2(x)] \cdot \prod_i \mathcal{O}_i(y_i) \right\rangle = \langle [A_\mu^2(0)] \rangle \cdot \left\langle \prod_i \mathcal{O}_i(y_i) \right\rangle, \quad (12)$$

где $\{\mathcal{O}_i : i = 1, 2, \dots, n\}$ – набор элементарных (т.е. не составных) операторов; квадратные скобки означают, что оператор перенормирован. В дальнейшем будем использовать обозначение $\mathcal{O}(Y) \equiv \prod_i \mathcal{O}_i(y_i)$.

Для доказательства соотношения (12) достаточно убедиться, что те связанные диаграммы, которые отвечают левой части (12), обращаются в нуль в пределе бесконечного объема.

Для определенности выберем в качестве Ω шар: $\Omega = \mathcal{K}_R^4$. Выполним в левой части (12) преобразование Фурье по x , после чего произведем явно интегрирование по объему:

$$\int_{\mathcal{K}_R^4} d^4x e^{ipx} = \frac{4\pi^2 R^2}{p^2} J_2(pR), \quad (13)$$

где $p \equiv \sqrt{p^2}$ и J_2 – функция Бесселя 2-го порядка. Отсюда

$$\begin{aligned} \lim_{\Omega \rightarrow \infty} \frac{1}{\Omega} \int_{\Omega} d^4x \langle [A_\mu^2(x)] \cdot \mathcal{O}(Y) \rangle &= \lim_{R \rightarrow \infty} \frac{4\pi^2 R^2}{\Omega_{\mathcal{K}_R^4}} \int d^4p \frac{J_2(pR)}{p^2} \langle [A_\mu^2(p)] \cdot \mathcal{O}(Y) \rangle = \\ &= \lim_{R \rightarrow \infty} \frac{4\pi^2}{\Omega_{\mathcal{K}_R^4}} \int d^4k \frac{J_2(k)}{k^2} \left\langle \left[A_\mu^2 \left(\frac{k}{R} \right) \right] \cdot \mathcal{O}(Y) \right\rangle. \end{aligned} \quad (14)$$

Итак, нас интересует асимптотика функции Грина $\langle [A_\mu^2(p)] \cdot \mathcal{O}(Y) \rangle$ при $p \rightarrow 0$. Покажем, что сингулярность вакуумного среднего в этом пределе не сильнее логарифмической. Для этого найдем индекс инфракрасной расходимости диаграммы.

Рассмотрим произвольную сильносвязную диаграмму с неисключительными внешними импульсами $p_1, \dots, p_n$; $p_1 + \dots + p_n = 0$ (см. рисунок). Пусть $G_1, \dots, G_k$ – расходящиеся подграфы рассматриваемой нами диаграммы G . Рассмотрим действие R -операции Боголюбова–Парасюка

$$R(G) = \dot{\vdots} \cdots [1 - M(G_1)] \dots [1 - M(G_k)] \dot{\vdots} \quad (15)$$

Перенормированная диаграмма представляет собой сумму перенормированной диаграммы и диаграмм, полученных из исходной заменой коэффициентных функций F_i некоторых расходящихся подграфов на первые члены разложения в ряд Тейлора по внешним относительно подграфа импульсам в некоторой точке $\tilde{k}$ в соответствии с R -операцией (15).

Индекс инфракрасной расходимости некоторого члена указанной суммы представим в виде

$$\omega_{\text{ir}}^{G_i} = \omega_{\text{ir}} - \tilde{\omega}_{\text{ir}} + \tilde{\omega}'_{\text{ir}},$$

где ω_{ir} – индекс расходимости перенормированной диаграммы G , $\tilde{\omega}_{\text{ir}}$ – вклад в индекс инфракрасной расходимости ω_{ir} перенормированной диаграммы от подграфа G_i , а $\tilde{\omega}'_{\text{ir}}$ – вклад $M(G_i)F_i$.

Для перенормированной диаграммы пропагаторы, расположенные на краю диаграммы, не вносят вклад в ω_{ir} в силу неисключительности внешних импульсов. Стянем все эти пропагаторы в точку и получим диаграмму, в которой будет содержаться вершина с n внешними и n_{int} внутренними линиями. Используя соотношение для стянутой диаграммы, выражающее число петель через число вершин и число внутренних линий, и топологическое соотношение для стянутой диаграммы, связывающее число внутренних и внешних линий с числом вершин различного типа, найдем $\omega_{\text{ir}} = n_{\text{int}} - 2$. Поскольку мы рассматриваем сильно связанные диаграммы, $n_{\text{int}} \geq 2$, и следовательно, $\omega_{\text{ir}} \geq 0$.

Схематическое изображение сильно связной диаграммы. При неисключительных внешних импульсах пропагаторы $(k + l_1 + p_1)$, $(k + L + p_1)$, $\dots$, $(k - p_n)$ не дают вклада в ω_{ir} . Здесь введено обозначение $L = l_1 + l_2$.

Оценим теперь $\tilde{\omega}'_{\text{ir}}$ для некоторого подграфа. Первый член разложения в ряд Тейлора – это функция F_i в точке $\tilde{k}$ (через $\tilde{k}$ мы обозначаем совокупность всех внешних импульсов графа G_i), и нам нужно вычислить индекс инфракрасной расходимости для графа G_i с фиксированными внешними импульсами $\tilde{k}$. Это можно сделать совершенно аналогично тому, как мы вычисляли ω_{ir} для перенормированной диаграммы. Для подграфа, не содержащего массовой вставки, $\tilde{\omega}'_{\text{ir}} \geq 2$ при неисключительных $\tilde{k}$. Что касается $\tilde{\omega}_{\text{ir}}$, то $\tilde{\omega}_{\text{ir}} = 4\tilde{L} + \tilde{V}_3 - 2\tilde{I}$, где $\tilde{L}$, $\tilde{V}_3$, $\tilde{I}$ – число петель, тройных вершин и пропагаторов, соответственно, в G_i . Мы видим, что $\tilde{\omega}_{\text{ir}}$ совпадает с индексом ультрафиолетовой расходимости подграфа G_i . Но $\omega_{\text{uv}} \leq 2$ ($\omega_{\text{uv}} = 4 - E$, где E – число внешних линий; при этом $\omega_{\text{uv}} = 2$ лишь для собственно-энергетических диаграмм). Таким образом, учитывая, что $\tilde{\omega}'_{\text{ir}} \geq 2$, $\tilde{\omega}_{\text{ir}} \leq 2$ и $\omega_{\text{ir}} \geq 0$, получим

$$\omega_{\text{ir}}^{G_i} = \omega_{\text{ir}} + (\tilde{\omega}'_{\text{ir}} - \tilde{\omega}_{\text{ir}}) \geq \omega_{\text{ir}} \geq 0. \quad (16)$$

В следующих членах разложения в ряд Тейлора содержится дифференцирование, которое действует на ту часть диаграммы G_i , по которой протекает фиксированный импульс $\tilde{k}$. Эта часть подграфа G_i не влияет на подсчет $\tilde{\omega}'_{\text{ir}}$, поэтому соотношение (16) остается справедливым. Если G_i содержит массовую вставку, то $\tilde{\omega}'_{\text{ir}} \geq 0$, но и $\tilde{\omega}_{\text{ir}} \leq 0$. Действительно, легко видеть, что $\tilde{\omega}_{\text{ir}} = 2 - E$ (где E – число внешних линий G_i). Поскольку для сильно связных диаграмм $E \geq 2$, то $\tilde{\omega}_{\text{ir}} \leq 0$. Таким образом, $\omega_{\text{ir}}^{G_i} \geq 0$ и в случае, когда G_i содержит массовую вставку. Отметим только, что точки нормировки $\tilde{k}$ нужно выбирать несингулярными. Например, нужно сразу исключить нулевые точки нормировки, так как из приведенного выше рассуждения видно, что в этом случае $\tilde{\omega}'_{\text{ir}}$ не будет удовлетворять неравенству $\tilde{\omega}'_{\text{ir}} \geq 2$, ибо нулевые импульсы являются исключительными.

Итак, расходимость при нулевом внешнем импульсе не сильнее логарифмической, и в таком случае предел (14) равен нулю и справедливо соотношение (12).

Предположим, что при некотором значении калибровочного параметра α выполняется соотношение $\langle \text{tr} A_\mu^2 \rangle \neq 0$, в этом случае определим оператор

$$D \stackrel{\text{def}}{=} \lim_{\Omega \rightarrow \infty} \left(\frac{1}{\Omega} \cdot \frac{\int_{\Omega} dx \text{tr}(A_\mu^2)}{\langle \text{tr}(A_\mu^2) \rangle} \right). \quad (17)$$

Ранее было показано, что при рассмотрении функции Грина нескольких элементарных полей и оператора D можно заменить последний на единичный оператор (см. (12)). Несмотря на это оператор D не равен тождественно единичному оператору. Действительно, функция Грина оператора D и некоторого другого составного оператора (например, $\text{tr}(A_\mu^2(y))$) требует дополнительной перенормировки, не связанной с перенормировками отдельных входящих в нее составных операторов $\text{tr}(A_\mu^2)$.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

В данной работе получены следующие результаты: во-первых, доказано, что в некоммутативной теории поля выполняются обобщенные тождества Уорда для функций Грина, в которые входит оператор $\int \text{tr}(A_\mu^2 - 2/(g\xi)x^\nu \theta_{\mu\nu} A^\mu)$. В коммутативной теории поля тождества Уорда для функций Грина, в которые входит оператор D (см. (17)), имеют такой же вид, как если бы D был единичным оператором. Показано, что в некоммутативной теории классическая калибровочная инвариантность и обобщенные тождества Уорда не гарантируют независимость от калибровки матричных элементов операторов, соответствующих функциям, инвариантным относительно классических калибровочных преобразований. Это связано с тем, что в некоммутативных теориях не существует локальных калибровочных инвариантов. Аналогичная ситуация имеет место, например, в суперсимметричных теориях. Было бы интересно исследовать возможные физические следствия этого факта.

Как обсуждалось выше, использование конденсата $\langle \text{tr}(A_\mu^2) \rangle$ в качестве параметра порядка возможно, только если множество значений константы связи, при которых он обращается в нуль, не зависит от калибровки. Отметим, что минимальное значение $\langle \text{tr}(A_\mu^2) \rangle$ по всем калибровкам, которое было предложено использовать в качестве параметра порядка в [1], удовлетворяет данному требованию. Вопрос о том, выполняется ли это условие для конденсата $\langle \text{tr}(A_\mu^2) \rangle$, остается открытым.

Благодарности. Данная работа была частично поддержана РФФИ (грант № 05-01-00541), Программой поддержки ведущих научных школ (грант № НШ-20052.2003.1) и Программой “Теоретические проблемы математики”.

Список литературы

- [1] F. V. Gubarev, L. Stodolsky, V. I. Zakharov, *Phys. Rev. Lett.*, **86** (2001), 2220; F. V. Gubarev, V. I. Zakharov, *Phys. Lett. B*, **501** (2001), 28.
- [2] A. A. Slavnov, *Phys. Lett. B*, **608** (2005), 171; А. А. Славнов, *ТМФ*, **143:1** (2005), 3.
- [3] M. Douglas, N. Nekrasov, *Rev. Mod. Phys.*, **73** (2001), 977.
- [4] Д. В. Быков, А. А. Славнов, *ТМФ*, **145:2** (2005), 147.

Поступила в редакцию 27.02.2006