Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

А. А. Славнов, Лоренц-инвариантное квантование теории Янга–Миллса без неоднозначности Грибова, *ТМФ*, 2009, том 161, номер 2, 204–211

DOI: <https://doi.org/10.4213/tmf6432>

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: 18.234.156.22

26 апреля 2023 г., 13:27:30

© 2009 г.

А. А. Славнов*

ЛОРЕНЦ-ИНВАРИАНТНОЕ КВАНТОВАНИЕ ТЕОРИИ ЯНГА–МИЛЛСА БЕЗ НЕОДНОЗНАЧНОСТИ ГРИБОВА

Предложена новая формулировка теории Янга–Миллса, которая позволяет избежать неоднозначности Гривова при фиксации калибровки.

Ключевые слова: калибровка, неоднозначность Гривова, унитарность.

1. ВВЕДЕНИЕ

Стандартная формулировка теории Янга–Миллса не позволяет однозначно фиксировать калибровку. Грибов заметил [1], что кулоновская калибровка $\partial_i A_i = 0$ не выбирает однозначно представителя в классе калибровочно-эквивалентных конфигураций, поскольку условие

$$\partial_i A_i^\Omega = 0, \quad (1)$$

рассматриваемое как уравнение на элементы калибровочной группы Ω на поверхности $\partial_i A^i = 0$, для достаточно больших A имеет нетривиальные решения, быстро убывающие на пространственной бесконечности. Этот результат был обобщен Зингером [2] на произвольные калибровочные условия.

В рамках теории возмущений, т.е. для достаточно малых A , уравнение (1) имеет только тривиальное решение. Следовательно, в этом случае неоднозначность Гривова отсутствует. Однако вне теории возмущений эта неоднозначность существует, что ставит под вопрос законность стандартной процедуры канонического квантования неабелевых калибровочных теорий. Эта проблема исследовалась многими авторами (см., например, [3]), но, по моему мнению, вопрос остается нерешенным.

Недавно я предложил явно релятивистски-инвариантную формулировку квантовой теории поля Янга–Миллса, в которой эффективный лагранжиан духовых полей калибровочно-инвариантен [4]. В настоящей работе будет показано, что в рамках этого подхода теория Янга–Миллса допускает однозначное квантование, свободное от аномалии Гривова и, следовательно, может служить отправной точкой для непerturbативных вычислений.

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

2. ОДНОЗНАЧНОЕ КВАНТОВАНИЕ ПОЛЯ ЯНГА–МИЛЛСА

Мы рассматриваем модель, описываемую классическим лагранжианом

$$L = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F_{\mu\nu}^a + (D_\mu \varphi)^* (D_\mu \varphi) - (D_\mu \chi)^* (D_\mu \chi) + i[(D_\mu b)^* (D_\mu e) - (D_\mu e)^* (D_\mu b)]. \quad (2)$$

В целях экономии места мы будем работать с моделью, инвариантной относительно калибровочной группы $SU(2)$. Здесь $F_{\mu\nu}^a$ – стандартный тензор кривизны для поля Янга–Миллса. Скалярные поля φ , χ , b , e образуют комплексные $SU(2)$ -дублеты, которые в терминах эрмитовых компонент имеют вид

$$c = \left(\frac{ic_1 + c_2}{\sqrt{2}}, \frac{c_0 - ic_3}{\sqrt{2}} \right), \quad (3)$$

где c обозначает любой из дублетов. Поля φ и χ считаются коммутирующими, а поля e и b – антикоммутирующими. В формуле (2) D_μ – обычная ковариантная производная, поэтому лагранжиан (2) калибровочно инвариантен. Заметим, что благодаря знаку минус перед лагранжианом полей χ эти поля обладают отрицательной энергией.

Сделаем в лагранжиане (2) следующие сдвиги полей:

$$\varphi \rightarrow \varphi + g^{-1} \hat{m}, \quad \chi \rightarrow \chi - g^{-1} \hat{m}, \quad \hat{m} = (0, m), \quad (4)$$

где m – постоянный параметр. Благодаря наличию знака минус перед лагранжианом полей χ , члены, квадратичные по m , которые возникают из-за сдвигов полей φ и χ , взаимно компенсируются, и лагранжиан принимает вид

$$\begin{aligned} L = & -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F_{\mu\nu}^a + (D_\mu \varphi)^* (D_\mu \varphi) - (D_\mu \chi)^* (D_\mu \chi) + \\ & + g^{-1} [(D_\mu \varphi)^* + (D_\mu \chi)^*] (D_\mu \hat{m}) + g^{-1} (D_\mu \hat{m})^* [D_\mu \varphi + D_\mu \chi] + \\ & + i[(D_\mu b)^* (D_\mu e) - (D_\mu e)^* (D_\mu b)]. \end{aligned} \quad (5)$$

Как и раньше, этот лагранжиан описывает безмассовые векторные частицы.

Лагранжиан (5), очевидно, инвариантен относительно “сдвинутых” калибровочных преобразований, которые в терминах эрмитовых компонент записываются как

$$\begin{aligned} \delta A_\mu^a &= \partial_\mu \eta^a - g \epsilon^{abc} A_\mu^b \eta^c, & \delta \varphi_0^+ &= \frac{g}{2} \varphi_a^+ \eta^a, & \delta \varphi_0^- &= \frac{g}{2} \varphi_a^- \eta^a, \\ \delta \varphi_a^+ &= -\frac{g}{2} \epsilon^{abc} \varphi_b^+ \eta^c - \frac{g}{2} \varphi_0^+ \eta^a, & \delta \varphi_a^- &= -m \eta^a - \frac{g}{2} \epsilon^{abc} \varphi_b^- \eta^c - \frac{g}{2} \varphi_0^- \eta^a, \\ \delta b^a &= -\frac{g}{2} \epsilon^{adc} b^d \eta^c - \frac{g}{2} b^0 \eta^a, & \delta e^a &= -\frac{g}{2} \epsilon^{adc} e^d \eta^c - \frac{g}{2} e^0 \eta^a, \\ \delta b^0 &= \frac{g}{2} b^a \eta^a, & \delta e^0 &= \frac{g}{2} e^a \eta^a. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь использованы очевидные обозначения $\varphi_\alpha^\pm = (\varphi_\alpha \pm \chi_\alpha)/\sqrt{2}$. Помимо калибровочной инвариантности лагранжиан (5) обладает также инвариантностью относительно преобразований суперсимметрии

$$\begin{aligned} \delta \varphi(x) &= i\epsilon b(x), & \delta \chi(x) &= -i\epsilon b(x), \\ \delta e(x) &= \epsilon[\varphi(x) + \chi(x)], & \delta b(x) &= 0, \end{aligned} \quad (7)$$

где ϵ – постоянный антикоммутирующий параметр. Далее мы увидим, что инвариантность относительно этих преобразований обеспечивает унитарность теории в пространстве, которое включает только физические возбуждения полей Янга–Миллса. При этом существенную роль играет не явный вид взаимодействия, а его свойства симметрии. В принципе допустимы любые контрчлены, сохраняющие калибровочную инвариантность и суперсимметрию теории.

Чтобы проквантовать модель, необходимо наложить калибровочное условие. Можно было бы выбрать условие кулоновской калибровки, как это было сделано в нашей работе [4]. Преобразования суперсимметрии не затрагивают калибровочные поля, поэтому лагранжиан в кулоновской калибровке по-прежнему суперсимметричен. Однако в этом случае мы опять сталкиваемся с проблемой неоднозначности Грибова. Хотя в рамках теории возмущений такой выбор не приводит к каким-либо трудностям и позволяет легко доказать эквивалентность нашей модели стандартной теории Янга–Миллса, вне теории возмущений проблема неоднозначности может стать существенной.

Явный вид калибровочных преобразований (6) показывает, что при этих преобразованиях не только поля Янга–Миллса сдвигаются на градиент произвольной функции, но и поля φ_a^- сдвигаются на произвольные функции. Это позволяет наложить условие калибровки, добавляя к лагранжиану (5) члены вида $(1/2\alpha)(\varphi_a^-)^2$ и, в частности, рассмотреть калибровку

$$\varphi_a^- = 0. \quad (8)$$

Заметим, что условие $(\varphi^\Omega)_a^- = 0$, рассматриваемое как уравнение на элементы группы Ω , на поверхности (8) не имеет нетривиальных решений. Следовательно, калибровочное условие (8) выбирает однозначного представителя в классе калибровочно-эквивалентных конфигураций.

В калибровке $\varphi_a^- = 0$ действие принимает вид

$$\begin{aligned} \tilde{A} = \int d^4x \left\{ -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F_{\mu\nu}^a + \partial_\mu \varphi_0^+ \partial_\mu \varphi_0^- + m \varphi_a^+ \partial_\mu A_\mu^a + \right. \\ \left. + i[(D_\mu b)^*(D_\mu e) - (D_\mu e)^*(D_\mu b)] + \right. \\ \left. + \frac{mg}{4} A_\mu^2 \varphi_0^+ + \frac{g^2}{8} A_\mu^2 \varphi_0^+ \varphi_0^- + g \partial_\mu \varphi_0^- A_\mu^a \varphi_a^+ + \frac{g}{2} \varphi_0^- \varphi_a^+ \partial_\mu A_\mu^a \right\}. \end{aligned} \quad (9)$$

Канонический импульс для поля A_0^a равен

$$p_0^a = m \varphi_a^+ \left(1 + \frac{g}{2m} \varphi_0^- \right). \quad (10)$$

Гамильтоново действие выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} \tilde{A}_H = \int d^4x \left\{ p_i^a \dot{A}_i^a + p_0^a \dot{A}_0^a + p_\varphi \dot{\varphi}_0 + p_\chi \dot{\chi}_0 - \frac{(p_i^a)^2}{2} + \frac{(p_0^a)^2}{2(1 + g/(2m)\varphi_0^-)} - \right. \\ \left. - \frac{p_\varphi^2}{2} + \frac{p_\chi^2}{2} + A_0^a \partial_i p_i^a - \frac{p_0^a \partial_i A_i^a}{1 + g/(2m)\varphi_0^-} - \frac{1}{4} F_{ik}^a F_{ik}^a + \dots \right\}. \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь $\dots$ обозначает члены, содержащие поля b и e , а также члены взаимодействия. Мы выписали явно член, квадратичный по импульсам p_0^a , потому что он генерирует нетривиальный якобиан при переходе от континуального интеграла по фазовому пространству к интегралу по траекториям в пространстве координат. Благодаря присутствию этого члена интегрирование по каноническим импульсам порождает дополнительный член

$$\prod_x \left(1 + \frac{g}{2m} \varphi_0^- \right)^3 \quad (12)$$

в мере интегрирования по траекториям в пространстве координат, и матрица рассеяния в калибровке $\varphi_a^- = 0$ может быть записана в виде

$$S = \int d\mu e^{i\tilde{A}}, \quad (13)$$

где

$$d\mu = \prod_x \left(m + \frac{g}{2} \varphi_0^- \right)^3 dA_\mu d\varphi_\alpha^+ d\varphi_0^- db^\alpha de^\alpha. \quad (14)$$

Матрица рассеяния (13) действует в пространстве, которое содержит ненаблюдаемые возбуждения: нефизические компоненты полей Янга–Миллса A_μ и духи, отвечающие полям $\varphi_0^\pm$, b_α , e_α . Ниже мы покажем, что подобно случаю кулоновской калибровки лагранжиан (5) в калибровке $\varphi_a^- = 0$ инвариантен относительно некоторых преобразований суперсимметрии, обеспечивающих унитарность матрицы рассеяния в пространстве, которое включает только физические возбуждения полей Янга–Миллса.

3. ФИЗИЧЕСКАЯ УНИТАРНОСТЬ МОДЕЛИ

В классической теории переход от кулоновской калибровки к калибровке $\varphi_a^- = 0$ в лагранжиане (5) можно осуществить с помощью калибровочных преобразований (6). Калибровочное преобразование можно рассматривать как замену переменных, которая не меняет действия. В кулоновской калибровке действие инвариантно относительно преобразований суперсимметрии (7). Следовательно, действие в калибровке $\varphi_a^- = 0$ также будет инвариантно относительно некоторого преобразования суперсимметрии, однако явный вид этого преобразования отличается от формулы (7). Заметим, что новое преобразование, вообще говоря, могло бы быть нелокальным по времени, но благодаря тому, что как кулоновское калибровочное условие, так и условие $\varphi_a^- = 0$ не содержат производных по времени, этого не происходит, и новое преобразование по-прежнему порождает сохраняющийся заряд. Явный вид этого преобразования можно найти следующим образом. Калибровочное преобразование не меняет действие, но фиксирующий калибровку член $\int d^4x \lambda^a(x) \partial_i A_i^a(x)$ в новых переменных принимает вид $\int d^4x \lambda^a(x) \tilde{\varphi}_a^-(x)$. Таким образом, мы получаем уравнение, определяющее калибровочную функцию $\Omega(x)$:

$$\int d^4x \lambda^a(x) \partial_i (A^\Omega)_i^a(x) = \int d^4x \lambda^a(x) \varphi_a^-(x). \quad (15)$$

Это уравнение имеет решение, которое можно найти по теории возмущений. В низшем порядке имеем $\eta^a(x) = m^{-1}(-\varphi_a^-(x) + \partial_i A_i^a(x))$, где функции $\eta^a(x)$ параметризуют элементы калибровочной группы $\Omega(x)$. При преобразованиях суперсимметрии функции η меняются:

$$\eta^a(x) \rightarrow \eta^a(x) - i \frac{\sqrt{2} \epsilon b^a(x)}{m}. \quad (16)$$

Поэтому

$$\begin{aligned} \tilde{A}_\mu^a(x) &= A_\mu^a(x) - \partial_\mu \eta^a(x) \rightarrow \tilde{A}_\mu^a(x) + i \frac{\sqrt{2} \epsilon \partial_\mu \tilde{b}^a(x)}{m}, \\ \tilde{e}_\alpha(x) &\rightarrow \tilde{e}_\alpha(x) + \epsilon \sqrt{2} \tilde{\varphi}_\alpha^+(x), \quad \tilde{\varphi}_0^-(x) \rightarrow \tilde{\varphi}_0^-(x) + i \sqrt{2} \epsilon \tilde{b}_0(x). \end{aligned} \quad (17)$$

Остальные поля в нулевом порядке не меняются.

Инвариантность относительно преобразований суперсимметрии, которые в нулевом порядке описываются формулой (17), согласно теореме Нётер порождает сохраняющийся заряд Q . Для асимптотических полей этот заряд сводится к свободному заряду Q_0 , который определяется преобразованиями (17). Заметим, что здесь мы пользуемся гипотезой об адиабатическом выключении взаимодействия для асимптотических состояний. Справедливость этой гипотезы в неабелевых калибровочных теориях не очевидна, поэтому формальное доказательство, приводимое ниже, следует применять либо к инфракрасно-регуляризованной теории [5], либо к производящему функционалу функций Грина калибровочно-инвариантных составных операторов.

Физические состояния выделяются условием

$$Q_0 |\psi\rangle_{\text{as}} = 0. \quad (18)$$

Явный вид заряда Q_0 можно получить, рассматривая вариацию свободного лагранжиана при преобразованиях (17). Этот заряд можно представить в виде $Q_0 = \tilde{Q}_0^0 + Q_0^0$, где

$$\tilde{Q}_0^0 = \sqrt{2} \int d^3x \{ m^{-1} (\partial_i A_0 - \partial_0 A_i)^a (\partial_i b^a) - \varphi_a^+ \partial_0 b^a \}, \quad (19)$$

$$Q_0^0 = \sqrt{2} \int d^3x \{ \partial_0 \varphi_0^+ b_0 + \partial_0 b_0 \varphi_0^+ \}. \quad (20)$$

Здесь оператор $\tilde{Q}_0^0$ совпадает со свободным БРСТ-оператором для теории Янга–Милса в калибровке Лоренца, если отождествить b_a с духом Фаддеева–Попова c_a , а e_a — с духом $\bar{c}_a$. Оператор Q_0^0 , выраженный через операторы рождения и уничтожения, имеет вид

$$Q_0^0 \sim \int d^3k \{ b_0^*(\mathbf{k}) \varphi_0^+(\mathbf{k}) + (\varphi_0^+)^*(\mathbf{k}) b_0(\mathbf{k}) \}, \quad (21)$$

где

$$[\varphi_0^-(\mathbf{k}), (\varphi_0^+)^*(\mathbf{p})] = \delta(\mathbf{k} - \mathbf{p}), \quad [e_0(\mathbf{k}), b_0^*(\mathbf{p})]_+ = \delta(\mathbf{k} - \mathbf{p}). \quad (22)$$

Операторы $\tilde{Q}_0^0$ и Q_0^0 независимы и антикоммутируют друг с другом, поэтому уравнение (20) может быть выполнено, только если допустимые векторы $|\psi\rangle_{\text{as}}$ аннигилируются обоими операторами $\tilde{Q}_0^0$, Q_0^0 .

Как известно из теории БРСТ-квантования (см. работу [6]), любой вектор, аннигилируемый оператором $\tilde{Q}_0^0$, может быть представлен в виде

$$|\psi\rangle = |\tilde{\psi}\rangle + |\tilde{N}\rangle, \quad (23)$$

где вектор $|\tilde{\psi}\rangle$ содержит только возбуждения, соответствующие трехмерно поперечным компонентам поля Янга–Миллса, и частицы, соответствующие полям $\varphi_0^\pm$, b_0 , e_0 , а $|\tilde{N}\rangle$ – это вектор с нулевой нормой.

Дальнейшее доказательство неотрицательности нормы векторов, удовлетворяющих условию (18), проводится стандартным образом [7]. Мы вводим оператор числа нефизических частиц, соответствующих полям e_0 , b_0 , $\varphi_0^\pm$,

$$\hat{N} = \int d^3k \{b_0^* e_0 + e_0^* b_0 + \varphi_0^{+*} \varphi_0^- + \varphi_0^{-*} \varphi_0^+\}, \quad (24)$$

и замечаем, что этот оператор может быть представлен в виде антикоммутиатора: $\hat{N} = [Q_0^0, K_0]_+$, где

$$K_0 = \int d^3k \{e_0^*(\mathbf{k}) \varphi_0^-(\mathbf{k}) + \varphi_0^{-*}(\mathbf{k}) e_0(\mathbf{k})\}. \quad (25)$$

Любой вектор, содержащий $N > 0$ нефизических частиц $\varphi_0^\pm$, b_0 , e_0 , имеет вид

$$|\psi\rangle = \frac{1}{N} \{Q_0^0 K_0 |\psi\rangle + K_0 Q_0^0 |\psi\rangle\}. \quad (26)$$

Если этот вектор аннигилируется оператором Q_0^0 , то

$$|\psi\rangle = \frac{1}{N} Q_0^0 |\chi\rangle. \quad (27)$$

Объединяя уравнения (23) и (27) мы видим, что любой вектор, который аннигилируется оператором Q_0 , может быть представлен в виде $|\psi\rangle_{\text{as}} = |\psi\rangle_{\text{tr}} + |N\rangle$, где вектор $|\psi\rangle_{\text{tr}}$ включает только физические возбуждения, соответствующие трехмерно поперечным компонентам поля Янга–Миллса A_μ , а вектор $|N\rangle$ имеет нулевую норму. Факторизуя это пространство по отношению к векторам с нулевой нормой, мы видим, что оно совпадает с “физическим” пространством теории Янга–Миллса. По построению матрица рассеяния унитарна в этом подпространстве, и среднее любого калибровочно-инвариантного оператора по состояниям (18) совпадает со средним по трехмерно поперечным векторам состояния.

Выражение (13) для матрицы рассеяния в принципе имеет смысл и вне рамок теории возмущений. Аналогичное выражение может быть написано для функционала, порождающего функции Грина калибровочно-инвариантных составных операторов.

Для практических вычислений подобных функций Грина по теории возмущений удобно перейти в континуальном интеграле к калибровке Лоренца. Это можно сделать, если заметить, что на поверхности $\varphi_a^- = 0$ фактор $\prod_x (a + \frac{g}{2} \varphi_0^-)^3$ можно записать в калибровочно-инвариантном виде

$$\prod_x \left(a + \frac{g}{2} \varphi_0^-\right)^{-3} = \int d\Omega \delta(\varphi_a^{-\Omega})|_{\varphi_a^-=0}, \quad (28)$$

где интегрирование в правой части ведется по инвариантной мере на калибровочной группе. Воспользовавшись этим наблюдением, можно записать выражение для производящего функционала функций Грина калибровочно-инвариантных операторов в виде

$$Z(J_\mu) = \int \exp \left\{ i \left(A + \int d^4x J_\mu F_\mu \right) \right\} \delta(\varphi_a^-) \Delta_- dA_\mu d\varphi_\alpha^- d\varphi_\alpha^+ db_\alpha de_\alpha, \quad (29)$$

где F_μ обозначает калибровочно-инвариантный функционал, A – калибровочно-инвариантное действие, отвечающее лагранжиану (5), а $\Delta_- \int d\Omega \delta(\varphi_\Omega^-) = 1$. Умножая интеграл (29) на “единицу” $\Delta_L \int d\Omega \delta(\partial_\mu A_\mu^\Omega) d\Omega = 1$ и делая замену переменных, которая является калибровочным преобразованием (6), мы получим выражение для производящего функционала в калибровке Лоренца:

$$Z(J_\mu) = \int \exp \left\{ i \left(A + \int d^4x J_\mu F_\mu \right) \right\} \Delta_L \delta(\partial_\mu A_\mu) dA_\mu d\varphi_\alpha db_\alpha de_\alpha. \quad (30)$$

В рамках теории возмущений переход к лоренцовой калибровке вполне законен. Ряд теории возмущений в лоренцовой калибровке явно перенормируем.

Можно строить теорию возмущений и непосредственно в калибровке $\varphi_a^- = 0$, однако пропагатор полей $\varphi_a^+(x)$, $A_\mu^b(y)$ при больших импульсах убывает, как k^{-1} , в результате чего в теории возмущений возникает бесконечное число типов расходящихся диаграмм. Тем не менее индекс расходимости всех этих диаграмм ограничен, что позволяет надеяться на перенормируемость модели и в этой калибровке (в качестве примера такой ситуации можно привести суперсимметричные калибровочные модели в явно суперсимметричной калибровке). Явное вычисление β -функции в низшем порядке теории возмущений [8] подтверждает эту гипотезу. Рассматриваемая модель асимптотически свободна, и бегущая константа связи дается обычной формулой.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Построена процедура квантования неабелевых калибровочных теорий, позволяющая получить однозначное выражение для функций Грина калибровочно-инвариантных составных операторов и инфракрасно регуляризованной матрицы рассеяния. Наложение калибровочного условия не приводит к неоднозначности, замеченной Грибовым. Теория явно релятивистски инвариантна. В рамках теории возмущений наша модель приводит к выражению для калибровочно-инвариантных функций Грина, совпадающему с обычным.

Благодарности. Эта работа частично была сделана во время посещения автором Миланского университета. Я благодарен Р. Феррари за гостеприимство и Фонду Карипло за поддержку. Я благодарен сотрудникам Теоретического отдела Миланского университета за полезные дискуссии. Работа частично поддержана РФФИ (грант № 08-01-00281_а) и Программой РАН “Нелинейная динамика”.

Список литературы

- [1] V. N. Gribov, *Nucl. Phys. B*, **139**:1–2 (1978), 1–19.
- [2] I. M. Singer, *Comm. Math. Phys.*, **60** (1978), 7–12.
- [3] D. Zwanziger, *Nucl. Phys. B*, **321**:3 (1989), 591–604; **323**:3 (1989), 513–544.
- [4] A. A. Slavnov, *JHEP*, **08**:8 (2008), 047.
- [5] А. А. Славнов, *ТМФ*, **154**:2 (2008), 213–219.
- [6] T. Kugo, I. Ojima, *Progr. Theoret. Phys. Suppl.*, **66**:1 (1979), 1–130.
- [7] M. Henneaux, “BRST symmetry in the classical and quantum theories of gauge systems”, *Quantum Mechanics of Fundamental Systems*, 1, Proc. Meeting (Santiago, December 16–20, 1985), Ser. Cent. Estud. Cient. Santiago, ed. C. Teitelboim, Plenum, New York, 1988, 117–144.
- [8] Р. Н. Баранов, *ТМФ*, **161**:1 (2009), 37–45.

Поступила в редакцию 24.03.2009