Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Ю. М. Зиновьев, О критерии Вильсона, *ТМФ*, 1999, том 118, номер 1, 67–73

DOI: <https://doi.org/10.4213/tmf686>

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: 54.166.219.16

26 апреля 2023 г., 15:52:52

© 1999 г.

Ю. М. Зиновьев*

О КРИТЕРИИ ВИЛЬСОНА

Рассматривается $U(1)$ -калибровочная теория с действием Виллэна на кубической решетке, аппроксимирующей трех- или четырехмерный тор. Если естественным образом выбрать корреляционные функции, то при стремлении шага решетки к нулю они будут сходиться к корреляционным функциям $\mathbf{R}$ -калибровочной электродинамики лишь для специальной зависимости константы связи от числа вершин решетки. Эта специальная зависимость определяется выбором системы корреляционных функций. При всякой другой зависимости непрерывный предел корреляционных функций является вырожденным. Критерий Вильсона для удержания заряженных частиц выполнен для $\mathbf{R}$ -калибровочной электродинамики на торе. При стремлении радиуса первоначального тора к бесконечности корреляционные функции сходятся к корреляционным функциям $\mathbf{R}$ -калибровочной евклидовой электродинамики.

Проблему удержания кварков Вильсон [1] связал с изучением корреляционных функций для чисто калибровочных теорий на решетке, в которых отсутствуют поля материи. Основная часть работы [1] посвящена $U(1)$ -калибровочной теории с периодическими граничными условиями. Критерий Вильсона [1] для удержания кварков выполнен, если для больших замкнутых петель Γ корреляционная функция $\langle \exp\{i\theta(\Gamma)\} \rangle$ имеет вид $\exp\{-a\Sigma(\Gamma)\}$, где $\Sigma(\Gamma)$ – минимальная площадь поверхности с границей Γ .

Настоящая работа посвящена случаю, когда калибровочной группой является аддитивная группа $U(1) = \mathbf{R}/(2\pi\mathbf{Z})$. Пусть $h(\theta)$ – вещественная, дважды дифференцируемая, четная, периодическая функция с периодом 2π . Наиболее интересными случаями являются функция энергии Вильсона $h(\theta) = 1 - \cos \theta$ [1] и функция энергии Виллэна h_β [2], для которой

$$\exp\{-\beta h_\beta(\theta)\} = c_\beta \sum_{n=-\infty}^{\infty} \exp\{-\beta(\theta - 2\pi n)^2/2\}, \quad (1)$$

где $\beta > 0$ и постоянная c_β выбрана таким образом, чтобы правая часть равнялась единице при $\theta = 0$. Функция Виллэна, как и функция Вильсона, периодична и имеет в нуле нуль второго порядка. Далее мы используем функцию Виллэна.

Пусть e_i , $i = 1, \dots, d$, – стандартные единичные векторы в $\mathbf{R}^d$ и p – неотрицательное целое число, меньшее d . p -Клетки с началом в $\mathbf{m} \in \mathbf{Z}^d$ – это формальные символы $(\mathbf{m}; e_{i_1}, \dots, e_{i_p})$, где единичные векторы различны.

* Математический институт им. В. А. Стеклова РАН, Москва, Россия

Пусть G — одна из трех абелевых групп: $\mathbf{Z}$, $\mathbf{R}$ или $U(1) = \mathbf{R}/(2\pi\mathbf{Z})$. p -Коцепь с коэффициентами в G — это G -значная функция на p -клетках $f(\mathbf{m}; e_{i_1}, \dots, e_{i_p}) \equiv f_{i_1 \dots i_p}(\mathbf{m})$, которая антисимметрична при перестановках индексов $i_1, \dots, i_p$. Для целых чисел N_1 и N_2 рассмотрим в $\mathbf{Z}^d$ куб $\Lambda = \{\mathbf{m} \in \mathbf{Z}^d: N_1 \leq m_i \leq N_2, i = 1, \dots, d\}$. Периодическими граничными условиями называются соотношения

$$f_{i_1 \dots i_p}(m_1, \dots, m_j + N, \dots, m_d) = f_{i_1 \dots i_p}(\mathbf{m}),$$

где $N = N_2 - N_1 + 1$, $j = 1, \dots, d$ и $\mathbf{m} = (m_1, \dots, m_d) \in \mathbf{Z}^d$. Для периодических граничных условий мы определим граничный оператор

$$(\partial f)_{i_1 \dots i_{p-1}}(\mathbf{m}) = \sum_{\epsilon=0,1} \sum_{i_0=1}^d (-1)^{\epsilon+1} f_{i_0 i_1 \dots i_{p-1}}(\mathbf{m} - \epsilon e_{i_0}) \quad (2)$$

и кограничный оператор

$$(\partial^* f)_{i_1 \dots i_{p+1}}(\mathbf{m}) = \sum_{\epsilon=0,1} \sum_{k=1}^{p+1} (-1)^{\epsilon+k} f_{i_1 \dots \hat{i}_k \dots i_{p+1}}(\mathbf{m} + \epsilon e_{i_k}). \quad (3)$$

Для p -коцепей с коэффициентами в $\mathbf{Z}$ или $\mathbf{R}$ скалярное произведение определяется следующим образом:

$$(f, g) = \sum_{i_1 < \dots < i_p} \sum_{\mathbf{m} \in \Lambda} f_{i_1 \dots i_p}(\mathbf{m}) g_{i_1 \dots i_p}(\mathbf{m}). \quad (4)$$

С помощью функции энергии h_β и 1-коцепи θ на Λ с коэффициентами в группе $U(1) = \mathbf{R}/(2\pi\mathbf{Z})$ построим 2-коцепь $h(\partial^* \theta)$ на Λ с вещественными коэффициентами. Эта 2-коцепь для любых индексов $i_1 < i_2$ определяется следующим соотношением:

$$(h_\beta(\partial^* \theta))_{i_1 i_2}(\mathbf{m}) \equiv h_\beta((\partial^* \theta)_{i_1 i_2}(\mathbf{m})).$$

Через $\mathbf{1}$ мы обозначим 2-коцепь, определенную равенством $(\mathbf{1})_{i_1 i_2}(\mathbf{m}) = 1$ для любых индексов $i_1 < i_2$.

Для параллелепипеда $\Lambda \subset \mathbf{Z}^d$ и функции энергии h_β состояние Гиббса при обратной температуре β определяется следующим образом:

$$\langle F \rangle_{\Lambda, \beta} = Z^{-1} \left\{ \prod_{\mathbf{m} \in \Lambda; i=1, \dots, d} \int_{-\pi}^{\pi} d\theta_i(\mathbf{m}) \right\} F(\theta) \exp\{-\beta(h_\beta(\partial^* \theta), \mathbf{1})\}. \quad (5)$$

Здесь θ — это 1-коцепь на Λ с коэффициентами в $U(1) = \mathbf{R}/(2\pi\mathbf{Z})$, коцепь θ удовлетворяет периодическим граничным условиям, мера $d\theta_i(\mathbf{m})$ — это мера Лебега на $[-\pi, \pi]$, Z — постоянная нормировки и F — функция переменных $\theta_i(\mathbf{m})$.

В этой работе рассматриваются функция энергии Виллена и периодические граничные условия. Мы будем иметь дело с корреляционными функциями $\langle \exp\{i(j, \theta)\} \rangle_{\Lambda, \beta}$, где j — это 1-коцепь на Λ с целыми коэффициентами и i — мнимая

единица. Скалярное произведение (j, θ) не определено для 1-коцепи θ на Λ с коэффициентами в $U(1) = \mathbf{R}/(2\pi\mathbf{Z})$, но выражение $\exp\{i(j, \theta)\}$ определено корректно. Легко показать, что $\langle \exp\{i(j, \theta)\} \rangle_{\Lambda, \beta} = 0$, если $j \neq \partial\phi$ для какой-либо 2-коцепи ϕ на Λ с целыми коэффициентами (см., например, [3]). В силу периодических граничных условий мы можем отождествить противоположные вершины куба $[N_1, N_2 + 1]^{\times d}$ и получить решетку $\mathbf{T}_N^d$, аппроксимирующую тор $\mathbf{T}^d$ радиуса R , где $N = N_2 - N_1 + 1$. Удовлетворяющие периодическим граничным условиям p -коцепи с коэффициентами в абелевой группе $G = \mathbf{Z}, \mathbf{R}$ или $U(1) = \mathbf{R}/(2\pi\mathbf{Z})$ образуют абелеву группу $C^p(\mathbf{T}_N^d, G)$.

Пусть $f_{i_1 \dots i_p}(\mathbf{x})$ – коэффициенты вещественной гладкой дифференциальной p -формы на торе $\mathbf{T}^d$. Скалярное произведение дифференциальных форм подобно скалярному произведению (4). Мы определим внешнюю производную дифференциальной формы следующим образом:

$$(df)_{i_1 \dots i_{p+1}}(\mathbf{x}) = \sum_{k=1}^{p+1} (-1)^{k+1} \frac{\partial}{\partial x_{i_k}} f_{i_1 \dots \widehat{i_k} \dots i_{p+1}}(\mathbf{x}). \quad (6)$$

Определим сопряженный ей оператор

$$(d^*f)_{i_1 \dots i_{p-1}}(\mathbf{x}) = - \sum_{i_0=1}^d \frac{\partial}{\partial x_{i_0}} f_{i_0 i_1 \dots i_{p-1}}(\mathbf{x}). \quad (7)$$

Для любой дифференциальной p -формы зададим целочисленную p -коцепь на $\mathbf{T}_N^d$

$$(f_{N,b})_{i_1 \dots i_p}(\mathbf{m}) = [N^b f_{i_1 \dots i_p}(2\pi R N^{-1} \mathbf{m})], \quad (8)$$

где $N = N_2 - N_1 + 1$, b – строго положительное целое число и $[r]$ – целая часть вещественного числа r .

Из определений (2), (7) и (8) следует, что

$$\lim_{N \rightarrow \infty} (2\pi R)^{-1} N^{-b+1} (\partial f_{N,b})_{i_1 \dots i_{p-1}}(\mathbf{m}(N)) = (d^*f)_{i_1 \dots i_{p-1}}(\mathbf{x}), \quad (9)$$

где вектор $\mathbf{m}(N)$ таков, что $2\pi R N^{-1} \mathbf{m}(N)$ стремится к $\mathbf{x}$ при $N \rightarrow \infty$.

ПРЕДЛОЖЕНИЕ 1. Пусть корреляционная функция $\langle \exp\{i(\partial\phi_{N,b}, \theta)\} \rangle_{\mathbf{T}_N^d, \beta}$ задана равенством (5). Тогда для любой вещественной гладкой дифференциальной 2-формы ϕ на торе $\mathbf{T}^d$ такой, что $d^*\phi \neq 0$, и для любых чисел $\beta_0 > 0$, $\gamma < d + 2b$

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \langle \exp\{i(\partial\phi_{N,b}, \theta)\} \rangle_{\mathbf{T}_N^d, \beta_0 N^\gamma} = 0. \quad (10)$$

ДОКАЗАТЕЛЬСТВО. Пусть циклы $z_1, \dots, z_g$ образуют базис группы 2-циклов $Z_2(\mathbf{T}_N^d, \mathbf{Z})$, которая является ядром гомоморфизма $\partial: C^2(\mathbf{T}_N^d, \mathbf{Z}) \rightarrow C^1(\mathbf{T}_N^d, \mathbf{Z})$. Симметричная $(g \times g)$ -матрица $\Omega_{ij} = (z_i, z_j)$ положительно определена и обратима. Введем дуальный базис

$$\bar{z}_i = \sum_{j=1}^g \Omega_{ij}^{-1} z_j.$$

Согласно [4] справедливо следующее равенство:

$$\langle \exp\{i(\partial\phi_{N,b}, \theta)\} \rangle_{\mathbf{T}_N^d, \beta} = W_{\mathbf{T}_N^d, \beta}(\partial\phi_{N,b}) \frac{\Theta((\phi_{N,b}, \bar{\mathbf{z}}) | 2\pi i \beta \Omega^{-1})}{\Theta(\mathbf{0} | 2\pi i \beta \Omega^{-1})}, \quad (11)$$

где

$$W_{\mathbf{T}_N^d, \beta}(\partial\phi_{N,b}) = \exp \left\{ -\frac{1}{2\beta} \left\{ (\phi_{N,b}, \phi_{N,b}) - \sum_{i=1}^g (\phi_{N,b}, z_i)(\phi_{N,b}, \bar{z}_i) \right\} \right\} \quad (12)$$

является корреляционной функцией $\mathbf{R}$ -калибровочной электродинамики на решетке $\mathbf{T}_N^d$ (см. работу [5]) и Θ - θ -функция Римана:

$$\Theta(\mathbf{y} | \omega) = \sum_{\mathbf{m} \in \mathbf{Z}^g} \exp \left\{ i\pi \sum_{j,k=1}^g m_j \omega_{jk} m_k + 2\pi i \sum_{j=1}^g m_j y_j \right\}, \quad (13)$$

зависящая от вектора $\mathbf{y} \in \mathbf{C}^g$. Симметричная $(g \times g)$ -матрица ω в (13) имеет положительно определенную мнимую часть. В нашем случае $\omega = 2\pi i \beta \Omega^{-1}$.

Из соотношения (11) и определения (13) следует неравенство

$$\left| \langle \exp\{i(\partial\phi_{N,b}, \theta)\} \rangle_{\mathbf{T}_N^d, \beta} \right| \leq W_{\mathbf{T}_N^d, \beta}(\partial\phi_{N,b}). \quad (14)$$

В работе [4] вычислен предел

$$\begin{aligned} \lim_{N \rightarrow \infty} N^{-d-2b} \left\{ (\phi_{N,b}, \phi_{N,b}) - \sum_{i=1}^g (\phi_{N,b}, z_i)(\phi_{N,b}, \bar{z}_i) \right\} = \\ = \frac{1}{(2\pi R)^{2d}} \sum_{\mu=1}^d \sum_{\mathbf{l} \in \mathbf{Z}^d; l_1^2 + \dots + l_d^2 \neq 0} \frac{R^2}{l_1^2 + \dots + l_d^2} |(d^* \phi)_\mu(\mathbf{l})|^2, \end{aligned} \quad (15)$$

где

$$(f)_\mu^\sim(\mathbf{l}) = \int_0^{2\pi R} d\theta_1 \dots \int_0^{2\pi R} d\theta_d \exp \left\{ iR^{-1} \sum_{k=1}^d l_k \theta_k \right\} (f)_\mu(\boldsymbol{\theta}). \quad (16)$$

Поскольку $d^* \phi \neq 0$, предел (15) является строго положительным числом. Теперь равенство (10) следует из неравенства (14) и равенства (15). Предложение 1 доказано.

ПРЕДЛОЖЕНИЕ 2. Пусть корреляционная функция $\langle \exp\{i(\partial\phi_{N,b}, \theta)\} \rangle_{\mathbf{T}_N^d, \beta}$ задана равенством (5). Тогда для любой вещественной гладкой дифференциальной 2-формы ϕ на торе $\mathbf{T}^d$, $d = 3, 4$, и для любых чисел $\beta_0 > 0$, $\gamma > d + 2b$

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \langle \exp\{i(\partial\phi_{N,b}, \theta)\} \rangle_{\mathbf{T}_N^d, \beta_0 N^\gamma} = 1. \quad (17)$$

ДОКАЗАТЕЛЬСТВО. Согласно предложению 2.4 и предложению 3.4 из работы [4] для любой последовательности $\phi_N \in C^2(\mathbf{T}_N^d, \mathbf{Z})$ и для любых чисел $\beta_0 > 0$, $\alpha > d$, $d = 3, 4$,

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \Theta((\phi_N, \bar{\mathbf{z}}) | 2\pi i \beta_0 N^\alpha \Omega^{-1}) = 1. \quad (18)$$

Теперь равенство (17) следует из равенств (11), (12), (15) и (18). Предложение 2 доказано.

Правая часть равенства (15) совпадает с $(2\pi R)^{-d} (d^* \phi, \mathcal{G}(d^* \phi))$, где $\mathcal{G}$ – оператор Грина для оператора Лапласа–Бельтрами на дифференциальных 1-формах на торе $\mathbf{T}^d$. В работе [4] доказано следующее утверждение.

ПРЕДЛОЖЕНИЕ 3. Пусть корреляционная функция $\langle \exp\{i(\partial\phi_{N,b}, \theta)\} \rangle_{\mathbf{T}_N^d, \beta}$ задана равенством (5). Тогда для любой вещественной гладкой дифференциальной 2-формы ϕ на торе $\mathbf{T}^d$, $d = 3, 4$, радиуса R и для любого числа $g > 0$

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \langle \exp\{i(\partial\phi_{N,b}, \theta)\} \rangle_{\mathbf{T}_N^d, g^{-2} (2\pi R)^{-d} N^{d+2b}} = \exp \left\{ -\frac{g^2}{2} (d^* \phi, \mathcal{G}(d^* \phi)) \right\}. \quad (19)$$

Важно отметить, что для перехода к непрерывному пределу не существует “канонического” соотношения между константой связи и числом вершин в решетке. По-разному выбирая число $b = 1, 2, \dots$ в предложениях 1–3, мы получаем различные системы естественных наблюдаемых и различные соотношения между константой связи и числом вершин в решетке, которые дают единственный невырожденный непрерывный предел. Можно высказать гипотезу о том, что такая же ситуация имеет место и в моделях неабелевых калибровочных полей на решетке.

Рассмотрим корреляционные функции (19) и проверим критерий Вильсона. Подставим в равенство (19) следующую квадратично-суммируемую 2-форму на торе $\mathbf{T}^d$:

$$\phi = \Theta(L_1 - x_1) \Theta(L_2 - x_2) h(x_2, \dots, x_d) dx_1 \wedge dx_2, \quad (20)$$

где функция $\Theta(L - x)$ совпадает со ступенчатой функцией Хевисайда на интервале $(0, 2\pi R]$ и является периодической функцией. Функция $h(x_2, \dots, x_d)$ является гладкой на торе $\mathbf{T}^{d-2}$. Из определений (2), (4) и (8) следует, что выражение $(\partial\phi_{N,b}, \theta)$ является суммой петлевых сумм Вильсона для прямоугольников с вершинами

$$(0, 0, m_2, \dots, m_d), \quad ([L_1 N (2\pi R)^{-1}], 0, m_2, \dots, m_d), \\ ([L_1 N (2\pi R)^{-1}], [L_2 N (2\pi R)^{-1}], m_2, \dots, m_d), \quad (0, [L_2 N (2\pi R)^{-1}], m_2, \dots, m_d),$$

которые сглажены с плотностью $h_{N,b}(m_2, \dots, m_d)$ в направлениях, ортогональных плоскостям прямоугольников. Здесь $[r]$ – целая часть вещественного числа r .

Правая часть равенства (15) совпадает с $(2\pi R)^{-d}(\mathcal{G}(d^*\phi))$. Из равенств (7), (15) и (16) следует, что подстановка 2-формы (20) в это выражение дает следующий результат:

$$\begin{aligned} (d^*\phi, \mathcal{G}(d^*\phi)) &= (2\pi R)^{-d} \sum_{\mathbf{l} \in \mathbf{Z}^d; l_1^2 + \dots + l_d^2 \neq 0} R^3 \frac{l_1^2 + l_2^2}{l_1^2 + \dots + l_d^2} \times \\ &\times |h^\sim(l_2, \dots, l_d)|^2 \prod_{k=1,2} l_k^{-2} |\exp\{iR^{-1}L_k l_k\} - 1|^2, \end{aligned} \quad (21)$$

где мы считаем, что функция $l^{-2} |\exp\{iR^{-1}Ll\} - 1|^2$ принимает в точке $l = 0$ свое естественное значение $L^2 R^{-2}$. Для того чтобы получить интеграл для одной петли Вильсона, мы должны взять в качестве плотности $h(x_2, \dots, x_d) = \delta(x_2 - a_2) \dots \delta(x_d - a_d)$. Тогда $|h^\sim(l_2, \dots, l_d)| = 1$ и ряд (21) расходится. С физической точки зрения тонкий контур (h является δ -образной плотностью) не отличается от размазанного. Возьмем в ряду (21) лишь члены, отвечающие $l_2 = \dots = l_d = 0$. Используя наше соглашение о функции $l^{-2} |\exp\{iR^{-1}Ll\} - 1|^2$, получаем

$$\begin{aligned} (d^*\phi, \mathcal{G}(d^*\phi)) &\geq (2\pi R)^{-d} |h^\sim(\mathbf{0})|^2 \times \\ &\times \left\{ \sum_{\mathbf{l} \in \mathbf{Z}^2} R^4 \prod_{k=1,2} l_k^{-2} |\exp\{iR^{-1}L_k l_k\} - 1|^2 - (L_1 L_2)^2 \right\}, \end{aligned} \quad (22)$$

где согласно определению (16)

$$(h)^\sim(\mathbf{0}) = \int_0^{2\pi R} d\theta_2 \dots \int_0^{2\pi R} d\theta_d h(\theta_2, \dots, \theta_d). \quad (23)$$

Ряд в правой части неравенства (22) является суммой квадратов модулей коэффициентов Фурье функции $\prod_{i=1,2} \Theta(L_i - x_i)$. Из равенства Парсеваля следует, что этот ряд равен $(2\pi R)^2 L_1 L_2$. Таким образом,

$$\begin{aligned} (d^*\phi, \mathcal{G}(d^*\phi)) &\geq (2\pi R)^{-(d-2)} \left| \int_0^{2\pi R} d\theta_2 \dots \int_0^{2\pi R} d\theta_d h(\theta_2, \dots, \theta_d) \right|^2 \times \\ &\times L_1 L_2 \left(1 - \frac{L_1 L_2}{(2\pi R)^2} \right). \end{aligned} \quad (24)$$

Следовательно,

$$\begin{aligned} \exp \left\{ -\frac{g^2}{2} (d^*\phi, \mathcal{G}(d^*\phi)) \right\} &\leq \\ &\leq \exp \left\{ -\frac{g^2}{2} (2\pi R)^{-(d-2)} \left| \int_0^{2\pi R} d\theta_2 \dots \int_0^{2\pi R} d\theta_d h(\theta_2, \dots, \theta_d) \right|^2 \times \right. \\ &\times \left. L_1 L_2 \left(1 - \frac{L_1 L_2}{(2\pi R)^2} \right) \right\}. \end{aligned} \quad (25)$$

Неравенство (25) доказывает, что критерий Вильсона [1] для удержания заряженных частиц выполнен в $\mathbf{R}$ -калибровочной электродинамике на торе с корреляционными функциями (19) для $L_i \leq \pi R$, $i = 1, 2$. Это значит, что критерий Вильсона не работает в $U(1)$ -калибровочной теории на решетке с периодическими граничными условиями, для которой он и был изобретен.

В работе [4] доказано, что для дифференциальной 2-формы ϕ , ограничение любого коэффициента которой $\phi_{ij}(x_1 + \pi R, \dots, x_d + \pi R)$ на множество $(-\pi R, \pi R)^{\times d}$ не зависит от радиуса R и имеет компактный носитель, выполнено равенство

$$\begin{aligned} \lim_{R \rightarrow \infty} \lim_{N \rightarrow \infty} \langle \exp\{i(\partial\phi_{N,b}, \theta)\} \rangle_{\mathbf{T}_{N,g}^d, g^{-2}(2\pi R)^{-d} N^{d+2b}} = \\ = \exp \left\{ -\frac{g^2}{2(2\pi)^d} \int_{\mathbf{R}^d} \frac{1}{p_1^2 + \dots + p_d^2} \sum_{\mu=1}^d |(d^*\phi)_\mu(\mathbf{p})|^2 d^d p \right\}, \end{aligned} \quad (26)$$

где оператор d^* определен равенством (7) и функция $f_\mu(\mathbf{p})$ является обычным преобразованием Фурье функции $f_\mu(\mathbf{x})$ на евклидовом пространстве $\mathbf{R}^d$. Правая часть равенства (26) является корреляционной функцией $\mathbf{R}$ -калибровочной евклидовой электродинамики [6]. Корреляционные функции евклидовой электродинамики позволяют нам вычислить функции Швингера. С помощью обычного аналитического продолжения мы находим [6] обобщенные функции Вайтмана. Эти обобщенные функции также определяют новую вайтмановскую теорию, в которой отсутствует первая аксиома: пробные функции образуют определенное подпространство пространства $S(\mathbf{R})^{\times k}$. С помощью некоторого продолжения этих обобщенных функций на все пробные функции из $S(\mathbf{R})^{\times k}$ мы получаем [6] хорошо известный формализм Гупта–Блейлера для свободного электромагнитного поля. Следовательно, наш непрерывный предел для $U(1)$ -калибровочной теории разумен с физической точки зрения.

Благодарности. Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 93-011-147).

Список литературы

- [1] *K. G. Wilson.* Phys. Rev. D. 1974. V. 10. P. 2445–2459.
- [2] *J. Villain.* J. Phys. 1975. V. 36. P. 581–590.
- [3] *Ю. М. Зиновьев.* ТМФ. 1980. Т. 43. С. 309–322.
- [4] *Yu. M. Zinoviev.* Commun. Math. Phys. 1995. V. 168. P. 227–247.
- [5] *Ю. М. Зиновьев.* ТМФ. 1981. Т. 49. С. 156–163.
- [6] *Ю. М. Зиновьев.* ТМФ. 1982. Т. 50. С. 207–220.

Поступила в редакцию 15.IV.1998 г.