Записки научных
семинаров ПОМИ
Том 269, 2000 г.

Н. И. Абаренкова, А. Г. Пронько

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ КОРРЕЛЯТОРЫ XXZ–МАГНЕТИКА ГЕЙЗЕНБЕРГА ПРИ $\Delta = -\infty$

**Посвящается светлой памяти
Анатолия Георгиевича Изергина**

1. Введение

Задача вычисления корреляционных функций в квантовых моделях, решаемых методом Бете-анзаца, является одной из интересных и актульных задач в теории квантовых интегрируемых систем [1]. Весьма интенсивно исследуемая модель в этом направлении (см., например, монографии [1, 2] и оригинальные работы [3, 4] и ссылки в них) – одномерный XXZ магнетик Гейзенберга спина-1/2, динамика которого на периодической цепочке состоящей из M узлов, во внешнем магнитном поле h, задается гамильтонианом

$$H_{XXZ} = -\sum_{m=1}^{M} \left\{ \sigma_m^- \sigma_{m+1}^+ + \sigma_{m+1}^- \sigma_m^+ + \frac{\Delta}{2} \left(\sigma_m^z \sigma_{m+1}^z - 1 \right) + \frac{h}{2} \sigma_m^z \right\}, \tag{1.1}$$

где $\sigma_m^{\pm} = \frac{1}{2}(\sigma_m^x \pm i\sigma_m^y)$, и $\sigma^{x,y,z}$ – стандартные матрицы Паули,

$$\sigma^x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma^y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma^z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \tag{1.2}$$

Операторы $\sigma_m^{x,y,z}$ действуют нетривиально в двумерном пространстве $\mathcal{H}_m$, пространство состояний $\mathcal{H}$ гамильтониана (1.1) 2^M-мерно, $\mathcal{H} = \otimes_{m=1}^{M} \mathcal{H}_m$. Периодические граничные условия означают, что $\sigma_{M+1}^{x,y,z} = \sigma_1^{x,y,z}$. Парные температурные корреляторы определяются стандартным способом как температурные нор-

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 98-01-00313).

мированные средние

$$\langle\, \sigma^a_{m+1}(t)\, \sigma^a_1(0)\, \rangle^{(T,M)} = \frac{\mathrm{Sp}_{\mathcal{H}}\Big\{ e^{-\beta H_{XXZ}}\, \sigma^a_{m+1}(t)\, \sigma^a_1(0) \Big\}}{\mathrm{Sp}_{\mathcal{H}}\Big\{ e^{-\beta H_{XXZ}} \Big\}}, \qquad a = x, y, z, \tag{1.3}$$

где β – обратная температура, $\beta = 1/T$, а зависимость от времени введена каноническим образом

$$\sigma^a_m(t) = e^{itH_{XXZ}}\, \sigma^a_m\, e^{-itH_{XXZ}} \qquad a = x, y, z. \tag{1.4}$$

Температурные корреляторы наиболее интересны в термодинамическом пределе,

$$\langle\, \sigma^a_{m+1}(t)\, \sigma^a_1(0)\, \rangle^{(T)} = \lim_{M\to\infty} \langle\, \sigma^a_{m+1}(t)\, \sigma^a_1(0)\, \rangle^{(T,M)}. \tag{1.5}$$

В наиболее явном виде корреляционные функции вычисляются при нулевом значении параметра анизотропии, $\Delta = 0$, этот частный случай XXZ магнетика есть точка свободных фермионов модели и известен как $XX0$ (изотропный XY) магнетик Гейзенберга. Для $XX0$ магнетика существуют точные представления для корреляционных функций (1.3) как для модели на конечной решетке [5], так и в термодинамическом пределе (1.5) [6–8], в котором они записываются как определители Фредгольма линейных интегральных операторов весьма специального вида – т. н. “интегрируемых” интегральных операторов [9]. Важность такого рода представлений заключается в наблюдении [9–11], что определитель Фредгольма “интегрируемого” интегрального оператора в представлении для корреляционных функций квантовой модели играет роль тау-функции некоторой классической интегрируемой системы. То обстоятельство, что язык нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных является естественным для описания квантовых корреляционных функций, было осознано еще давно, см. например [12, 13]. Ценность представления корреляционных функций в терминах определителей Фредгольма заключается в возможности непосредственной формулировки ассоциированной с этими интегральными операторами матричной задачи Римана-Гильберта и построении асимтотических представлений для корреляторов на больших расстояниях и при больших временах [14–19].

В настоящей работе мы рассматриваем другой частный случай XXZ магнетика, а именно XXZ магнетик при $\Delta = -\infty$, не являющийся точкой свободных фермионов модели, в котором, однако, удается получить явные представления для температурных корреляционных функций в термодинамическом пределе в терминах определителей Фредгольма "интегрируемых" интегральных операторов. Более точно, мы рассматриваем XXZ магнетик в пределе $\Delta \to -\infty$ и $h \to \infty$, при фиксированном значении величины $h + 2\Delta$, что обеспечивает ограниченность гамильтониана снизу. В этом пределе XXZ магнетик допускает естественную интерпретацию в терминах решеточной модели квантового непроницемого Бозе-газа частиц с радиусом равным шагу решетки.

В настоящей работе мы ограничиваемся вычислением температурной корреляционной функции z-компонент локальных спинов. Заметим, что в $XX0$ магнетике эта корреляционная функция вычисляется в явном виде [6, 7]. В рассматриваемом же нами случае XXZ магнетика при $\Delta = -\infty$ эта корреляционная функция выражается в точности через определители Фредгольма линейных интегральных операторов, которые присутствуют в представлениях для корреляторов в модели Хаббарда при бесконечно сильном взаимодействии [20, 21]. С другой стороны, полученное нами представление для корреляционной функции z-компонент локальных спинов XXZ магнетика при $\Delta = -\infty$ имеет ту же структуру, что и корреляционные функции в фазовой модели [22].

План изложения нашей статьи следующий. В следующем разделе мы формулируем эффективную модель, в которую переходит XXZ цепочка Гейзенберга в пределе $\Delta \to -\infty$, и описываем пространство состояний модели. В разделе 3 вычисляются форм-факторы (матричные элементы) спиновых операторов и их нормированные средние в базисе собственных состояний эффективного гамильтониана. Раздел 4 посвящен обсуждению термодинамики модели и выводу корреляционных функций в термодинамическом пределе как при нулевой, так и при конечной температурах.

2. XXZ цепочка Гейзенберга при $\Delta = -\infty$

Выведем эффективный гамильтониан XXZ-цепочки Гейзенберга в пределе $\Delta = -\infty$. Выберем, для определенности, в качестве порождающего состояния $|\,0\,\rangle$ ферромагнитное состояние со всеми спинами направленными вверх,

$$| 0 \rangle = \otimes_{m=1}^{M} | 0 \rangle_m, \qquad | 0 \rangle_m = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \tag{2.1}$$

тогда пространство $\mathcal{H}$ порождается действием операторов σ_m^- на состояние $| 0 \rangle$. Введем операторы локальной плотности

$$\hat{q}_m = \frac{1}{2}(1 - \sigma_m^z), \qquad \hat{q} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \tag{2.2}$$

которые играют роль операторов числа частиц – перевернутых вниз спинов – в m-ом узле,

$$\hat{q}_m | 0 \rangle_m = 0, \quad \hat{q}_m | 1 \rangle_m = | 1 \rangle_m, \quad | 1 \rangle_m = \sigma_m^- | 0 \rangle_m. \tag{2.3}$$

Для перехода к пределу $\Delta = -\infty$ в (1.1) положим

$$h = -2\Delta - \mu, \tag{2.4}$$

где параметр μ предполагается в дальнейшем не зависящим от Δ. С учетом (2.2) и (2.4) гамильтониан (1.1) приобретает вид $H_{XXZ} = \widetilde{H}_{XXZ} + E_{\text{vac}}$, где E_{vac} – энергия вакумма, $E_{\text{vac}} = M(\Delta + \mu/2)$, а $\widetilde{H}_{XXZ}$ равен

$$\widetilde{H}_{XXZ} = -\sum_{m=1}^{M} \Big\{ \sigma_m^- \sigma_{m+1}^+ + \sigma_{m+1}^- \sigma_m^+ + 2\Delta \hat{q}_m \hat{q}_{m+1} + \mu \hat{q}_m \Big\}. \tag{2.5}$$

Гамильтониан (2.5) более естественно интерпретировать в терминах частиц, нежели спинов. Действительно, гамильтониан (2.5) описывает взаимодействие непроницаемых квантовых Бозе-частиц на циклической решетке, которые взаимодействуют с энергией -2Δ если оказываются в соседних узлах; положительная энергия взаимодействия соответствует отталкиванию. Непроницаемость означает, что две (и более) Бозе-частицы не могут занимать один узел. В пределе $\Delta \to -\infty$ энергия отталкивания становится бесконечной, и Бозе-частицы не могут занимать также и два соседних узла. Таким образом, гамильтониан (2.5) при $\Delta = -\infty$ описывает квантовый решеточный Бозе-газ непроницаемых частиц с единичным радиусом (точнее, с радиусом, равным шагу решетки). В силу этой интерпретации, эффективный гамильтониан XXZ цепочки Гейзенберга при $\Delta = -\infty$ может быть записан в виде

$$H = \mathcal{P}\widetilde{H}_{XXZ}\mathcal{P} = -\mathcal{P}\left[\sum_{m=1}^{M}\left\{\sigma_m^-\sigma_{m+1}^+ + \sigma_{m+1}^-\sigma_m^+ + \mu\hat{q}_m\right\}\right]\mathcal{P}, \qquad (2.6)$$

где $\mathcal{P}$ есть проектор,

$$\mathcal{P} = \prod_{m=1}^{M}(1 - \hat{q}_m\hat{q}_{m+1}), \qquad (2.7)$$

который выделяет из пространтва состояний $\mathcal{H}$ гамильтониана (2.5) физическое подпространство $\mathcal{F}$ состояний с конечной энергией в пределе $\Delta \to -\infty$. Все состояния, лежащие в ортогональном подпространстве $\mathcal{H}\backslash\mathcal{F}$ имеют бесконечную положительную энергию в пределе $\Delta \to -\infty$ и, следовательно, исключаются из физического пространства состояний модели при $\Delta = -\infty$.

Пространство $\mathcal{F}$ естественно представимо как сумма подпространств $\mathcal{F}_N$ с фиксированным собственным значением N оператора полного числа частиц $Q = \hat{q}_1 + \cdots + \hat{q}_M$,

$$\mathcal{F} = \bigoplus_{N=0}^{[M/2]}\mathcal{F}_N, \qquad (2.8)$$

где [ ] означает целую часть числа. Подпространства $\mathcal{F}_N$ образованы векторами

$$\sigma_{n_1}^-\sigma_{n_2}^-\dots\sigma_{n_N}^-\mid 0\rangle, \qquad n_1,\dots,n_N \in D_N(n_1,\dots,n_N), \qquad (2.9)$$

где область $D_N(n_1,\dots,n_N)$ значений целых чисел $n_1,\dots,n_N$ определяется условиями

$$D_N(n_1,\dots,n_N):\ \begin{cases} 1 \leqslant n_1 < n_2 - 1 \\ n_{j+1} - n_j \geqslant 2, \quad j = 2,\dots,N-1\ , \\ n_N \leqslant \min(M, n_1 + M - 2) \end{cases} \qquad (2.10)$$

причем последнее условие фактически означает, что $n_N \neq M$ если $n_1 = 1$, в силу периодических граничных условий. Размерность подпространтв $\mathcal{F}_N$ равна

$$\dim\mathcal{F}_N = \binom{M-N+1}{N} - \binom{M-N-1}{N-2} = M\frac{(M-N-1)!}{N!\,(M-2N)!}. \qquad (2.11)$$

Собственные состояния гамильтониана (2.6) естественным образом строятся путем перехода к пределу $\Delta \to -\infty$ в выражениях для собственных состояний XXZ цепочки (см., например, [1, 23]), которые в этом пределе принимают вид

$$|\,\Psi_N(\{k\})\,\rangle = \sum_{D(n_1,\dots,n_N)} \chi_N(\{k\}|\{n\})\,\sigma_{n_1}^- \dots \sigma_{n_N}^- \,|\,0\,\rangle \tag{2.12}$$

где волновая функция $\chi_N(\{k\}|\{n\})$, параметризуемая набором импульсов $\{k\} = k_1, \dots, k_N$ и координат $\{n\} = n_1, \dots, n_N \in D_N(n_1, \dots, n_N)$, дается выражением

$$\chi_N(\{k\}|\{n\}) = \sum_{P \in S_N} (-1)^P \prod_{j=1}^{N} e^{ik_{P_j}(n_j - j + 1)}. \tag{2.13}$$

Здесь $(-1)^P$ означает четность перестановки $P : [1, \dots, N] \to [P_1, \dots, P_N]$ из симметрической группы S_N. Импульсы $k_1, \dots, k_N$, параметризующие собственные состояния (2.12), все различны и являются решениями системы уравнений Бете

$$e^{ik_j(M-N)} = (-1)^{N-1} e^{-i(k_1 + \dots + k_N)}, \qquad j = 1, \dots, N. \tag{2.14}$$

Собственное значение $E_N(\{k\})$ гамильтониана (2.6) на состояниях (2.12) равно

$$E_N(\{k\}) = \sum_{j=1}^{N} \tilde{\varepsilon}(k_j), \qquad \tilde{\varepsilon}(k) = -\mu - 2\cos k, \tag{2.15}$$

где $\tilde{\varepsilon}(k)$ – голая одночастичная дисперсия; параметр μ играет роль химпотенциала.

Система уравнений Бете (2.14) решается явно; все решения системы (2.14) вещественны. В силу полной антисимметрии состояний (2.12) относительно перестановок импульсов $k_1, \dots, k_N$, различные состояния соответствуют различным наборам $\{k\}$; наборы $\{k\}$ и $\{k'\}$ различны, если набор $\{k'\}$ не является какой-либо перестановкой набора $\{k\}$. Кроме того, для однозначной параметризации состояний (2.12) достаточно ограничиться решениями системы (2.14), которые удовлетворяют условию $\xi \leqslant k_1 < \dots < k_N < 2\pi + \xi$, где ξ – некоторое фиксированное число.

Опишем два эквивалентных способа параметризации независимых решений уравнений Бете (2.14). Для описания решений перепишем (2.14) в виде

$$k_j = \frac{2\pi}{M-N}\left(-\frac{N-1}{2} + \tilde{I}_j\right) - \frac{k_1 + \ldots + k_N}{M-N}, \qquad j = 1, \ldots, N, \tag{2.16}$$

где $\tilde{I}_j$ – некоторые целые числа. Удобно ввести квазиимпульсы $\tilde{k}_1, \ldots, \tilde{k}_N$,

$$\tilde{k}_j = \frac{2\pi}{M-N}\left(-\frac{N-1}{2} + \tilde{I}_j\right), \qquad j = 1, \ldots, N, \tag{2.17}$$

тогда (2.16) принимает вид линейной системы уравнений, связывающей наборы $\{\tilde{k}\}$ и $\{k\}$. Первый способ параметризации основан на обращении этой системы уравнений, что дает решение для $\{k\}$ в терминах целых чисел $\{\tilde{I}\}$,

$$k_j = \tilde{k}_j - \frac{\tilde{k}_1 + \ldots + \tilde{k}_N}{M}, \qquad j = 1, \ldots, N. \tag{2.18}$$

Из (2.18) следует, что независимые решения параметризуются наборами целых чисел $\{\tilde{I}\}$, которые лежат в области $\widetilde{D}_N(\tilde{I}_1, \ldots, \tilde{I}_N)$, определяемой условиями

$$\widetilde{D}_N(\tilde{I}_1, \ldots, \tilde{I}_N): \begin{cases} 1 \leqslant \tilde{I}_1 < \cdots < \tilde{I}_N \leqslant M - N + 1 \\ I_N \neq I_1 + M - N \end{cases}. \tag{2.19}$$

Заметим, что область $\widetilde{D}_N$ изоморфна области D_N (2.10); число решений, описываемых (2.19), равно размерности подпространства $\mathcal{F}_N$ (2.11). Изоморфизм областей следует из того факта, что целые числа $\tilde{n}_j = n_j - j + 1$, фигурирующие в показателях экспоненент в выражении для волновой функции (2.13), лежат в области $\widetilde{D}_N(\tilde{n}_1, \ldots, \tilde{n}_N)$, определенной в (2.19), если $n_1, \ldots, n_N \in D_N(n_1, \ldots, n_N)$. Числа $\{\tilde{n}\}$ можно интерпретировать как квазикоординаты, сопряженные квазиимпульсам $\{\tilde{k}\}$, причем значения $\{\tilde{n}\}$ и $\{\tilde{I}\}$ лежат в области $\widetilde{D}_N$. Это означает, что собственные состояния (2.12) образуют полный базис в подпространстве $\mathcal{F}_N$.

Второй способ параметризации независимых решений, который оказывается более удобным, например, для суммирования по промежуточным состояниям при вычислении нормированных средних значений, основан на условии квантования для полного импульса

$$k_1 + \ldots + k_N = \frac{2\pi}{M}\ell \mod 2\pi, \qquad \ell = 0, \ldots, M-1, \tag{2.20}$$

и непосредственно формуле (2.16), которая в силу (2.20), означает, что импульсы $\{k\}$

$$k_j = \frac{2\pi}{M-N}\left(-\frac{N-1}{2} + I_j\right) - \frac{K}{M-N}, \qquad j = 1, \ldots, N, \tag{2.21}$$

где $K \equiv \frac{2\pi}{M}\ell$, а все целые числа $I_1, \ldots, I_N$ могут отличаться от $\tilde{I}_1, \ldots, \tilde{I}_N$ в (2.16) на некоторое целое, $I_j = \tilde{I}_j + a$. Из (2.21) следует, что независимые решения параметризуются набором целых чисел $1 \leqslant I_1 < \cdots < I_N \leqslant M - N$ и $\ell = 0, \ldots, M$, которые связаны условием

$$\sum_{j=1}^{N} I_j - \frac{N(N-1)}{2} = \ell \mod (M-N). \tag{2.22}$$

Аналогичная параметризация использовалась в фазовой модели [22], в которой уравнения Бете имеют похожий на (2.14) вид.

Таким образом, собственные состояния (2.12) образуют полную ортогональную (что проверяется прямым вычислением) систему векторов в подпространстве $\mathcal{F}_N$; норма состояний (2.12) равна

$$\langle\, \Psi_N(k_1, \ldots, k_N) \mid \Psi_N(k_1, \ldots, k_N)\,\rangle = M(M-N)^{N-1}. \tag{2.23}$$

В силу полноты базиса собственных функций, все операторы, действующие в подпространстве $\mathcal{F}$, могут быть эквивалентно определены с помощью спектрального разложения. Проектор $\mathcal{P}$ (2.7), играющий роль единичного оператора в $\mathcal{F}$, представим в виде

$$\mathcal{P} = \sum_{N=0}^{[M/2]} \sum_{\{k\}} \frac{|\, \Psi_N(\{k\})\,\rangle\langle\, \Psi_N(\{k\})\,|}{M(N-M)^{N-1}}. \tag{2.24}$$

Соответственно, эффективный гамильтониан XXZ магнетика при $\Delta = -\infty$ может быть определен как

$$H = \sum_{N=0}^{[M/2]} \sum_{\{k\}} \frac{|\, \Psi_N(\{k\})\,\rangle E_N(\{k\}) \langle\, \Psi_N(\{k\})\,|}{M(N-M)^{N-1}}, \tag{2.25}$$

где энергия $E_N(\{k\})$ дается формулой (2.15). Сумма по $\{k\}$ в (2.24) и (2.25) означает сумму по независимым решениям уравнений Бете в N-частичном секторе.

Корреляционные функции (1.3) при $\Delta = -\infty$ принимают вид

$$\langle \, \sigma^a_{m+1}(t) \, \sigma^a_1(0) \, \rangle^{(T,M)} = \frac{\mathrm{Sp}_{\mathcal{F}} \left\{ e^{-\beta H} \widetilde{\sigma}^a_{m+1}(t) \, \widetilde{\sigma}^a_1(0) \right\}}{\mathrm{Sp}_{\mathcal{F}} \left\{ e^{-\beta H} \right\}}, \qquad a = x, y, z, \tag{2.26}$$

где операторы $\widetilde{\sigma}^a_m(t)$ есть ограничение операторов $\sigma^a_m(t)$, действующих в пространстве $\mathcal{H}$, на подпространство $\mathcal{F}$,

$$\widetilde{\sigma}^a_m(t) = e^{itH} \, \widetilde{\sigma}^a_m \, e^{-itH}, \qquad \widetilde{\sigma}^a_m = \mathcal{P} \, \sigma^a_m \, \mathcal{P}, \qquad a = x, y, z. \tag{2.27}$$

Таким образом, задача вычисления корреляционных функций XXZ цепочки при $\Delta = -\infty$ сводится к вычислению нормированных средних значений парных операторов локальных спинов по состояниям (2.12).

3. Нормированные средние значения операторов z-компонент локальных спинов на конечной решетке.

Рассмотрим задачу вычисления нормированных средних значений парных z-компонент локальных спинов по некоторому собственному состоянию (2.12) гамильтониана (2.6):

$$\langle \, \sigma^z_{m+1}(t) \, \sigma^z_1(0) \, \rangle_N = \frac{\langle \, \Psi_N(\{k\}) \mid \sigma^z_{m+1}(t) \, \sigma^z_1(0) \mid \Psi_N(\{k\}) \, \rangle}{\langle \, \Psi_N(\{k\}) \mid \Psi_N(\{k\}) \, \rangle}. \tag{3.1}$$

Здесь и ниже все операторы подразумеваются ограниченными на подпространство $\mathcal{F}$ (для упрощения обозначений мы опускаем тильды над спиновыми операторами, см. (2.27)). Нормированное среднее (3.1) имеет структуру

$$\langle \, \sigma^z_{m+1}(t) \, \sigma^z_1(0) \, \rangle_N = 1 - 4 \langle \, \hat{q}_m \, \rangle_N + 4 \langle \, \hat{q}_{m+1}(t) \, \hat{q}_1(0) \, \rangle_N, \tag{3.2}$$

где величина $\langle \, \hat{q}_m \, \rangle_N$ зависит только от N (и M) и определяет намагниченность $\sigma_N \equiv \langle \, \sigma^z_m \, \rangle_N$ состояний в N-частичном секторе

$$\sigma_N = 1 - 2 \langle \, \hat{q}_m \, \rangle_N = 1 - \frac{2N}{M}, \qquad \langle \, \hat{q}_m \, \rangle_N = \frac{N}{M}. \tag{3.3}$$

Нормированное среднее $\langle \, \hat{q}_{m+1}(t) \hat{q}_1(0) \, \rangle_N$ представимо, в силу (2.24), как сумма по промежуточным состояниям в N-частичном секторе,

$$\begin{aligned}\langle\, \hat{q}_{m+1}(t)\, \hat{q}_1(0)\,\rangle_N &= \\ &= \sum_{\{p\}} \frac{F_{N,m+1}(\{k\}|\{p\})\, F_{N,1}(\{p\}|\{k\})}{M^2(M-N)^{2N-2}}\, e^{itE_N(\{k\})-itE_N(\{p\})}, \end{aligned} \tag{3.4}$$

где сумма по $\{p\}$ означает сумму по независимым решениям уравнений Бете (2.14). Энергия E_N дается формулой (2.15), а функция $F_{N,m}(\{p\}|\{k\})$ есть форм-фактор (матричный элемент) локального оператора плотности

$$F_{N,m}(\{p\}|\{k\}) = \langle\, \Psi_N(\{p\}) \mid \hat{q}_m \mid \Psi_N(\{k\})\,\rangle. \tag{3.5}$$

Функция (3.5) обладает свойством $F_{N,m}(\{p\}|\{k\}) = \overline{F_{N,m}(\{k\}|\{p\})}$, где черта означает комплексное сопряжение.

В силу трансляционной инвариантности (периодических граничных условий), имеем

$$F_{N,m}(\{p\}|\{k\}) = e^{im(K-P)} F_{N,M}(\{p\}|\{k\}), \tag{3.6}$$

где через K и P обозначены полные импульсы,

$$K = k_1 + \ldots + k_N, \qquad P = p_1 + \ldots + p_N. \tag{3.7}$$

Произведение форм-факторов в (3.4) переписывается в виде

$$F_{N,m+1}(\{k\}|\{p\})\, F_{N,1}(\{p\}|\{k\}) = e^{im(P-K)} \big| F_{N,M}(\{p\}|\{k\}) \big|^2. \tag{3.8}$$

Непосредственное вычисление величины $F_{N,M}(\{p\}|\{k\})$ дает

$$F_{N,M}(\{p\}|\{k\}) = \det\nolimits_N(B+E) - \det\nolimits_N B, \tag{3.9}$$

где $N \times N$ матрицы B и E имеют матричные элементы

$$B_{ab} = \frac{e^{-i(K-P)} - 1}{e^{i(k_a - p_b)} - 1}, \qquad E_{ab} = 1. \tag{3.10}$$

Из (3.9) и (3.10) следует, что функция $F_{N,M}(\{p\}|\{k\})$ не равна нулю если, либо $K \neq P$, либо $K = P$ и $\{k\} = \{p\}$. Второй случай дает диагональные элементы оператора локальной плотности, причем, если $k_j = p_j$, $j = 1, \ldots, N$, то $B_{ab} = (M-N)\delta_{ab}$ и

$$F_{N,M}(k_1, \ldots, k_N | k_1, \ldots, k_N) = N(M-N)^{N-1}, \tag{3.11}$$

что с учетом выражения для нормы (2.23) воспроизводит ожидаемый ответ (3.3) для нормированного среднего $\langle \hat{q}_m \rangle_N$.

Для дальнейших вычислений функцию $F_{N,M}(\{p\}|\{k\})$, используя линейность (3.9) по элементам матрицы E, удобно представить в виде

$$F_{N,M}(\{p\}|\{k\}) = \\ = -ie^{i(P-K)\left(\frac{N-1}{2}\right)}\left[\sin\left(\tfrac{K-P}{2}\right)\right]^{N-1}\left[\det{}_N(C+iE) - \det{}_N C\right], \quad (3.12)$$

где матрица C имеет вещественные элементы,

$$C_{ab} = \cot\left(\frac{p_a - k_b}{2}\right). \quad (3.13)$$

Тогда для произведения форм-факторов (3.8) получим

$$F_{N,m+1}(\{k\}|\{p\})\, F_{N,1}(\{p\}|\{k\}) = e^{im(P-K)}\left[\sin\left(\tfrac{P-K}{2}\right)\right]^{2N-2}\times \\ \times\left[\det{}_N(C+iE)\det{}_N(C-iE) - \det{}^2_N C\right]. \quad (3.14)$$

Рассмотрим сумму по состояниям $\{p\}$ в (3.4). Для вычисления этой суммы удобно использовать второй способ параметризации решений уравнений Бете, описанный в предыдущем разделе (см. (2.21) и (2.22)). Введем вспомогательные импульсы $\{\tilde{p}\}$, аналогично (2.17),

$$\tilde{p}_j = \frac{2\pi}{M-N}\left(-\frac{N-1}{2} + I_j\right), \qquad j = 1, \ldots, N, \quad (3.15)$$

тогда

$$p_j = \tilde{p}_j - \frac{P_\ell}{M-N}, \qquad P_\ell \equiv \frac{2\pi\ell}{M}. \quad (3.16)$$

Сумма по $\{p\}$, с учетом условий (2.22), записывается в виде

$$\sum_{\{p\}} = \frac{1}{M-N}\sum_{\tilde{p}_1<\cdots<\tilde{p}_N}\sum_{\ell=0}^{M}\sum_{s=0}^{M-N-1} e^{is(p_1+\ldots+p_N-P_\ell)}, \quad (3.17)$$

где сумма по $\tilde{p}_1 < \cdots < \tilde{p}_N$ означает суммирование по наборам целых чисел $\{I\}$, $1 \leqslant I_1 < \cdots < I_N \leqslant M-N$. Заметим, что поскольку произведение форм-факторов (3.14) и, следовательно, все произведение под знаком суммы в (3.4) является симметричной функцией относительно перестановок импульсов $\tilde{p}_1, \ldots, \tilde{p}_N$, обращаясь в нуль если $\tilde{p}_j = \tilde{p}_k$ $(j \neq k)$, при вычислении правой части (3.4), сумма по $\tilde{p}_1 < \cdots < \tilde{p}_N$ может быть заменена на N-кратную сумму

$$\sum_{\tilde{p}_1 < \cdots < \tilde{p}_N} \to \frac{1}{N!} \sum_{\tilde{p}_1} \cdots \sum_{\tilde{p}_N} \tag{3.18}$$

Подставляя (3.14), (2.15) в (3.4) и используя (3.17), (3.18), для нормированного среднего (3.4) получаем следующее представление

$$\langle \hat{q}_{m+1}(t)\, \hat{q}_1(0) \rangle_N = \frac{M-N}{M^2} \sum_{\ell=0}^{M} \sum_{s=0}^{M-N-1} \frac{e^{i(m-s)\Theta_\ell}}{\sin^2 \frac{\Theta_\ell}{2}} \times \\ \times \left[\det\nolimits_N S(s,t;\ell) - \det\nolimits_N \widetilde{S}(s,t;\ell) \right], \tag{3.19}$$

где

$$\Theta_\ell \equiv P_\ell - K. \tag{3.20}$$

Матрицы $S(s,t;\ell)$ и $\widetilde{S}(s,t;\ell)$ размерности $N \times N$ имеют матричные элементы

$$S_{ab} = e^{-i\tau(k_a) - i\tau(k_b)} \frac{\sin^2 \frac{\Theta_\ell}{2}}{(M-N)^2} \sum_{\tilde{p}} e^{2i\tau(p)} \left(\cot\left(\tfrac{p-k_a}{2}\right) + i \right) \left(\cot\left(\tfrac{p-k_b}{2}\right) - i \right),$$
$$\tilde{S}_{ab} = e^{-i\tau(k_a) - i\tau(k_b)} \frac{\sin^2 \frac{\Theta_\ell}{2}}{(M-N)^2} \sum_{\tilde{p}} e^{2i\tau(p)} \cot\left(\tfrac{p-k_a}{2}\right) \cot\left(\tfrac{p-k_b}{2}\right), \tag{3.21}$$

где $\tau(k) \equiv t \cos k + sk/2$. Используя тождества

$$\frac{1}{M-N} \sum_{\tilde{p}} \cot\left(\tfrac{p-k}{2}\right) = -\cot \tfrac{\Theta_\ell}{2},$$
$$\frac{1}{(M-N)^2} \sum_{\tilde{p}} \frac{1}{\sin^2\left(\frac{p-k}{2}\right)} = \frac{1}{\sin^2 \frac{\Theta_\ell}{2}}, \tag{3.22}$$

матрицы $S(s,t;\ell)$ и $\widetilde{S}(s,t;\ell)$ приводятся [20, 21] к виду

$$S = I + V, \qquad \widetilde{S} = I + V + iP^{(+-)} - iP^{(-+)} - g\, P^{(--)} \tag{3.23}$$

где I единичная матрица, а матрицы V и $P^{(\alpha\gamma)}$ имеют матричные элементы

$$V_{ab} = \frac{e^{-i\left(\frac{k_a-k_b}{2}\right)}}{(M-N)\sin\left(\frac{k_a-k_b}{2}\right)}\Big[e_+(k_a)\,e_-(k_b) - e_-(k_a)\,e_+(k_b)\Big],$$
$$P_{ab}^{(\alpha\gamma)} = \frac{1}{M-N}\,e_\alpha(k_a)\,e_\gamma(k_b), \qquad \alpha,\gamma = +,-. \tag{3.24}$$

Функции $e_\pm(k) = e_\pm(k,s,t;\ell)$ и $g = g(s,t;\ell)$ определяются формулами

$$e_-(k) = e^{-i\tau(k)}, \qquad e_+(k) = e(k)e_-(k),$$
$$e(k) = \frac{\sin^2\frac{\Theta_\ell}{2}}{M-N}\sum_{\tilde p}\left(e^{2i\tau(p)} - e^{2i\tau(k)}\right)\cot\left(\frac{p-k}{2}\right) - \sin\frac{\Theta_\ell}{2}\cos\frac{\Theta_\ell}{2}\,e^{2i\tau(k)},$$
$$g = \frac{\sin^2\frac{\Theta_\ell}{2}}{M-N}\sum_{\tilde p} e^{2i\tau(p)}. \tag{3.25}$$

В итоге, для нормированных средних значений z-компонент локальных спинов (3.1), с учетом (3.2), (3.3), (3.19) и (3.23), получаем представление

$$\langle\,\sigma^z_{m+1}(t)\,\sigma^z_1(0)\,\rangle_N = 1 - \frac{4N}{M} + \frac{4(M-N)}{M^2}\sum_{\ell=0}^{M}\sum_{s=0}^{M-N-1}\frac{e^{i(m-s)\Theta_\ell}}{\sin^2\frac{\Theta_\ell}{2}}$$
$$\times\Big[\det{}_N\Big(I+V\Big) - \det{}_N\Big(I + V + iP^{(+-)} - iP^{(-+)} - g\,P^{(--)}\Big)\Big], \tag{3.26}$$

где матричные элементы матриц V, $P^{(\alpha\beta)}$ и скалярная величина g являются функциями s, t и ℓ и даются формулами (3.24), (3.25). Представление (3.26) будет использовано в следующем разделе для вывода корреляционной функции z-компонент локальных спинов в термодинамическом пределе.

4. Термодинамика модели и корреляционная функция z-компонент локальных спинов в термодинамическом пределе.

Термодинамика XXZ магнетика Гейзенберга при $\Delta = -\infty$ строится стандарным способом (см., например, [1]). Рассмотрим переход к термодинамическому пределу $M\to\infty$, $N\to\infty$, плотность числа частиц $D = N/M$ фиксирована, при нулевом полном импульсе, $K = 0$. Заметим, что в нашей модели $D \leqslant 1/2$. Состояние термодинамического равновесия при конечной температуре $T = \beta^{-1}$ определяется решением нелинейных интегральных уравнений Янга-Янга, которые существенно упрощаются в рассматриваемом нами случае,

$$\begin{gathered}\varepsilon(k) = -2\cos k - \mu + \frac{1}{2\pi\beta}\int\limits_{-\pi}^{\pi} dk\, \ln\left(1 + e^{-\beta\varepsilon(k)}\right), \\ 2\pi\rho(k)\left(1 + e^{\beta\varepsilon(k)}\right) = 1 - \int\limits_{-\pi}^{\pi} dk\, \rho(k),\end{gathered} \tag{4.1}$$

где $\varepsilon(k)$ энергия возбуждения, а $\rho(k)$ плотность распределения частиц. Решения уравнений (4.1) имеют вид

$$\varepsilon(k) = -2\cos k - \mu + \mathcal{P}, \qquad \rho(k) = \frac{1 - D}{2\pi\left(1 + e^{\beta\varepsilon(k)}\right)}, \tag{4.2}$$

где давление $\mathcal{P}$ и плотность D даются выражениями

$$\mathcal{P} = \frac{1}{2\pi\beta}\int\limits_{-\pi}^{\pi} dk\, \ln\left(1 + e^{-\beta\varepsilon(k)}\right), \qquad D = \int\limits_{-\pi}^{\pi} dk\, \rho(k). \tag{4.3}$$

Для описания корреляционных функций удобно использовать фермиевский вес $\vartheta(k)$, который определяется как отношение плотности распределения частиц к плотности распределения вакасий, $\vartheta(k) = \rho(k)/\rho_{tot}(k)$, в нашей модели $\rho_{tot}(k) = (1 - D)/2\pi$, и следовательно

$$\vartheta(k) = \frac{1}{1 + e^{\beta\varepsilon(k)}}, \qquad \frac{1}{2\pi}\int\limits_{-\pi}^{\pi} \vartheta(k) = \frac{D}{1 - D}. \tag{4.4}$$

При нулевой температуре, $1/\beta = 0$, состояние термодинамического равновесия переходит в основное состояние модели. Основное состояние формируется заполнением фермиевской зоны $-\Lambda \leqslant k \leqslant \Lambda$, $(\Lambda \leqslant \pi)$ частицами с отрицательной энергией $\varepsilon_0(k)$. Давление и плотность при нулевой температуре равны

$$\mathcal{P}_0 = -\frac{1}{2\pi}\int\limits_{-\Lambda}^{\Lambda} dk\, \varepsilon_0(k), \qquad D_0 = \int\limits_{-\Lambda}^{\Lambda} dk\, \rho_0(k), \tag{4.5}$$

где

$$\varepsilon_0(k) = -2\cos k - \mu + \mathcal{P}_0, \qquad \varepsilon_0(\pm\Lambda) = 0,$$
$$\rho_0(k) = \frac{1 - D_0}{2\pi}. \tag{4.6}$$

Фермиевкий импульс Λ выражается через плотность,

$$\Lambda = \frac{\pi D_0}{1 - D_0}. \tag{4.7}$$

Заметим, что плотность D_0, давление $\mathcal{P}_0$ и фермиевский импульс Λ являются функциями химпотенциала $\mu \geqslant -2$. Значение $\mu_c = -2$ является критическим значением μ, при котором фермиевская зона исчезает, $\Lambda \to 0$, $D_0 \to 0$ и $\mathcal{P}_0 \to 0$, если $\mu \to \mu_c$.

Рассмотрим коррелятор z-компонент локальных спинов в термодинамическом пределе при нулевой температуре

$$\langle\, \sigma^a_{m+1}(t)\, \sigma^a_1(0)\,\rangle^{(0)} = \frac{\langle\, \Omega \mid \sigma^z_{m+1}(t)\, \sigma^z_1(0) \mid \Omega\,\rangle}{\langle\, \Omega \mid \Omega\,\rangle}, \tag{4.8}$$

где $|\, \Omega\,\rangle$ – основное состояние.

Основное состояние $|\, \Omega\,\rangle$ строится как предел $M \to \infty$ и $N = N(\Lambda) \to \infty$, при фиксированном Λ, основного состояния $|\, \Omega_M(\Lambda)\,\rangle$ модели на M узлах. Состояние $|\, \Omega_M(\Lambda)\,\rangle$ есть собственное состояние (2.12) с импульсами в наборе $\{k\}$, заполняющими все вакансии в интервале $[-\Lambda, \Lambda]$; число частиц (импульсов в наборе $\{k\}$) N определяется значением Λ. В термодинамическом пределе $M \to \infty$ разрешенные значения импульсов в наборе $\{k\}$ заполняют непрерывно интервал $[-\Lambda, \Lambda]$, причем число частиц в основном состоянии $N = \frac{\Lambda}{\Lambda+\pi} M$ (см. (4.7)) стремится к бесконечности вместе с M.

Таким образом, в термодинамическом пределе при нулевой температуре определители $N \times N$ матриц, фигурирующих в представлении (3.26), переходят в определители Фредгольма линейных интегральных операторов, действующих на функции на отрезке $[-\Lambda, \Lambda]$ по правилу

$$(\hat{A}f)(k) = \int\limits_{-\Lambda}^{\Lambda} A(k, k') f(k')\, dk', \tag{4.9}$$

где функция $A(k,k')$ есть ядро интегрального оператора $\hat{A}$, а суммы в (3.25) по все разрешенным значениям $\tilde{p}$ переходят в интегралы

$$\frac{1}{M-N}\sum_{\tilde{p}} \to \frac{1}{2\pi}\int\limits_{-\pi}^{\pi} dp. \tag{4.10}$$

В результате, для корреляционной функции (4.8) получаем представление

$$\begin{aligned}\langle\, \sigma^a_{m+1}(t)\, \sigma^a_1(0)\,\rangle^{(0)} = 1 - 4D_0 + 8(1-D_0) \sum_{s=-\infty}^{\infty} \int\limits_0^{2\pi} d\eta\, \frac{e^{i(m-s)\eta}}{1-\cos\eta} \\ \times\Big[\det\Big(\hat{I}+\hat{V}\Big) - \det\Big(\hat{I}+\hat{V}+i\hat{P}^{(+-)} - i\hat{P}^{(-+)} - G\,\hat{P}^{(--)}\Big)\Big],\end{aligned} \tag{4.11}$$

где интегральные операторы $\hat{V}$, $\hat{P}^{(\alpha\gamma)}$ зависят от t, s, η и имеют ядра

$$\begin{aligned} V(k,k') &= \frac{e^{-i\left(\frac{k-k'}{2}\right)}}{2\sin\left(\frac{k-k'}{2}\right)}\Big[E_+(k)\,E_-(k') - E_-(k)\,E_+(k')\Big], \\ P^{(\alpha\gamma)}(k,k') &= \frac{1}{2}\,E_\alpha(k)\,E_\gamma(k'), \qquad \alpha,\gamma = +,-. \end{aligned} \tag{4.12}$$

Функции $E_\pm(k) = E_\pm(k,s,t;\eta)$ и $G = G(s,t;\eta)$ определяются формулами

$$\begin{aligned} E_-(k) &= \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-i\tau(k)}, \qquad E_+(k) = E(k)E_-(k), \\ E(k) &= \frac{1-\cos\eta}{4\pi} P.V. \int\limits_{-\pi}^{\pi} dp\,\cot\left(\tfrac{p-k}{2}\right) e^{2i\tau(p)}\,dp - \frac{\sin\eta}{2}\, e^{2i\tau(k)}, \\ G &= \frac{1-\cos\eta}{4\pi}\int\limits_{-\pi}^{\pi} e^{2i\tau(p)}\,dp, \end{aligned} \tag{4.13}$$

где $\tau(k) \equiv t\cos k + sk/2$.

Рассмотрим теперь коррелятор z-компонент локальных спинов в термодинамическом пределе при конечной температуре. Воспользуемся свойством, что для интегрируемых систем переход от нулевой к конечной температуре осуществляется изменением меры интегрирования [1]

$$\int_{-\Lambda}^{\Lambda} dk \to \int_{-\pi}^{\pi} dk\vartheta(k), \tag{4.14}$$

где $\vartheta(k)$ – фермиевский вес (4.4). Представление для коррелятора z-компонент локальных спинов при конечной температуре содержит определители Фредгольма линейных интегральных операторов действующих на функции на отрезке $[-\pi, \pi]$ по правилу

$$(\hat{A}_T f)(k) = \int_{-\pi}^{\pi} A_T(k,k')f(k')\,dk', \tag{4.15}$$

где функция $A_T(k,k')$ есть ядро интегрального оператора $\hat{A}_T$, причем в силу (4.14) $A_T(k,k') = A(k,k')\vartheta(k')$. Поскольку в представлении для корреляционной функции участвуют лишь определители интегральных операторов, будем использовать симметризованную форму ядер, $A_T(k,k') = \sqrt{\vartheta(k)}\,A(k,k')\sqrt{\vartheta(k')}$.

Для корреляционной функции z-компонент локальных спинов при конечной температуре имеем представление

$$\begin{gathered}\langle\, \sigma^a_{m+1}(t)\,\sigma^a_1(0)\,\rangle^{(T)} = 1 - 4D + 8(1-D)\sum_{s=-\infty}^{\infty}\int_0^{2\pi} d\eta\,\frac{e^{i(m-s)\eta}}{1-\cos\eta} \\ \times\Big[\det\Big(\hat{I}+\hat{V}_T\Big) - \det\Big(\hat{I}+\hat{V}_T + i\hat{P}_T^{(+-)} - i\hat{P}_T^{(-+)} - G\,\hat{P}_T^{(--)}\Big)\Big],\end{gathered} \tag{4.16}$$

где интегральные операторы $\hat{V}_T$, $\hat{P}_T^{(\alpha\gamma)}$ имеют ядра

$$\begin{aligned} V_T(k,k') &= \frac{e^{-i\left(\frac{k-k'}{2}\right)}}{2\sin\left(\frac{k-k'}{2}\right)}\Big[E_+^T(k)\,E_-^T(k') - E_-^T(k)\,E_+^T(k')\Big], \\ P_T^{(\alpha\gamma)}(k,k') &= \frac{1}{2}\,E_\alpha^T(k)\,E_\gamma^T(k'), \qquad \alpha,\gamma = +,-. \end{aligned} \tag{4.17}$$

Функции $E_\pm^T(k) = E_\pm^T(k,s,t;\eta)$ даются формулами

$$E_-^T(k) = \sqrt{\vartheta(k)}E_-(k), \qquad E_+^T(k) = E(k)E_-^T(k), \tag{4.18}$$

где функции $E_-(k) = E_-(k,s,t)$ и $E(k) = E(k,s,t;\eta)$ определены в (4.13).

В заключение отметим, что интегральные операторы участвующие в представлении (4.16) для температурной корреляционной функции z-компонент локальных спинов в рассматриваемом нами XXZ магнетике Гейзенберга при $\Delta = -\infty$б возникают также в представлениях для корреляторов плотностей в одномерной модели Хаббарда в пределе бесконечно сильного взаимодействия [20]. Структура корреляционной функции (4.16), однако, аналогична структуре корреляторов в фазовой модели [22], что является, отчасти, следствием одинаковой формы уравнений Бете в этих двух моделях. Отметим также, что метод, который использовался нами при вычислении коррелятора z-компонент локальных спинов, применим и для вычисления других корреляционных функций (1.3). Мы намерены представить соответствующие результаты в нашей следующей публикации.

Авторы выражают признательность Н. М. Боголюбову за многочисленные ценные обсуждения.

Литература

1. V. E. Korepin, A. G. Izergin, and N. M. Bogolyubov, *Quantum inverse scattering method and correlation functions.* Cambridge Univ. Press, Cambridge (1993).
2. M. Jimbo, T. Miwa, *Algebraic analysis of solvable lattice models.* American Math. Soc., Providence, RI (1995).
3. F. H. L. Essler, H. Frahm, A. G. Izergin, V. E. Korepin, *Determinant representation for correlation functions of spin 1/2 XXX and XXZ Heisenberg magnets.* — Commun. Math. Phys. **174** (1995), 191–214.
4. N. Kitanine, J. M. Maillet, V. Terras, *Correlation functions of the XXZ Heisenberg spin-1/2 chain in a magnetic field.* — Nucl. Phys. **B 567 [FS]** (2000), 554–582.
5. F. Colomo, A. G. Izergin, V. Tognetti, *Correlation functions in the XXO Heisenberg chain and their relations with spectral shapes.* — J. Phys. **A 30** (1997), 361–369.
6. Th. Niemeier, — Physica **36** (1967), 377.
7. F. Colomo, A. G. Izergin, V. E. Korepin, V. Tognetti, *Temperature correlation functions of the XX0 Heisenberg chain. I.* — Theor. Math. Phys. **94** (1993), 11–38.
8. F. Colomo, A. G. Izergin, V. E. Korepin, V. Tognetti, *Correlators in the Heisenberg XXO chain as Fredholm determinants.* — Phys. Lett. **A 169** (1992), 243–247.
9. A. R. Its, A. G. Izergin, V. E. Korepin, N. A. Slavnov, *The quantum correlation function as the tau-function of classical differential equations.* In: Important

development in solution theory, Springer Ser. Nonlinear Dyn., Springer, Berlin (1993).

10. A. R. Its, A. G. Izergin, V. E. Korepin, *Correlation radius for one-dimensional impenetrable bosons.* — Phys. Lett. A **141** (1989), 121–125.
11. A. R. Its, A. G. Izergin, V. E. Korepin, N. A. Slavnov, *Differential equations for quantum correlation functions.* — Int. J. Phys. **B4** (1990), 1003–1037.
12. B. M. Mc Coy, C. A. Tracy, T. T. Wu, *Painlevé functions of the third kind.* — J. Math. Phys. **18** (1977), 1058–1092.
13. M. Jimbo, T. Miwa, Y. Mori, M. Sato, *Density matrix of an impenetrable Bose gas and the fifth Painlevé transcendent.* — Physica **D1** (1980), 80–158.
14. A. R. Its, A. G. Izergin, V. E. Korepin, N. A. Slavnov, *Temperature correlations of quantum spins.* — Phys. Rev. Lett. **70** (1993), 1704–1706.
15. А. Г. Изергин, А. Р. Итс, В. Е. Корепин, Н. А. Славнов, *Матричная задача Римана–Гильберта и дифференциальные уравнения для корреляционных функций XXO цепочки Гейзенберга.* — Алгебра и Анализ **6** (1994), 138–151.
16. A. R. Its, A. G. Izergin, V. E. Korepin, *Space correlations on the one-dimensional impenetrable Bose gas at finite temperature.* — Physica **D 53** (1991), 181–213.
17. A. R. Its, A. G. Izergin, V. E. Korepin, G. G. Varzugin, *Large time and distance asymptotics of field correlation function of impenetrable bosons at finite temperature.* — Physica **D 54** (1992), 351–395.
18. А. Г. Изергин, А. Р. Итс, В. Е. Корепин, Н. А. Славнов, *Интегрируемые дифференциальные уравнения для температурных корреляционных функций XXO цепочки Гейзенберга.* — Зап. научн. семин. ПОМИ **205** (1993), 6–20.
19. Y. Fujii, M. Wadati, *Operator-valued Riemann–Hilbert problem for correlation function of the XXZ spin chain.* — J. Phys. A: Math. Gen. **33** (2000), 1351–1361.
20. A. G. Izergin, A. G. Pronko, N. I. Abarenkova, *Temperature correlators in the one-dimensional Hubbard model in the strong coupling limit.* — Phys. Lett. **A 245** (1998), 537–547.
21. A. G. Izergin, A. G. Pronko, *Temperature correlators in the two-component one-dimensional gas.* — Nucl. Phys. **B 520 [FS]** (1998), 594–632.
22. N. M. Bogoliubov, A. G. Izergin, N. A. Kitanine, *Correlation function for a strongly correlated boson model.* — Nucl. Phys. **B 516 [FS]** (1998), 501–528.
23. M. Gaudin, *La fonction d'onde de Bethe.* Masson, Paris (1983).

Abarenkova N. I., Pronko A. G. Temperature correlators of the XXZ Heizenberg magnet at $\Delta = -\infty$.

The one-dimensional XXZ Heizenberg magnet at $\Delta = -\infty$ is considered and time-dependent temperature correlation function of z-components of local spins is calculated. In the thermodynamic limit the correlation function is expressed through Fredholm determinants of linear integral operators.

С.-Петербургское отделение
Математического института
им. В. А. Стеклова РАН

Поступило 16 ноября 2000 г.