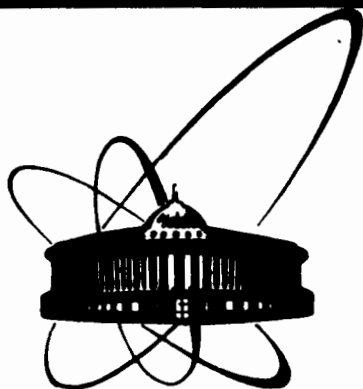


87-164



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

P17-87-164

И.Г.Гочев

О РАЗЛОЖЕНИИ СПИНОВЫХ
КОГЕРЕНТНЫХ СОСТОЯНИЙ
ПО СТАЦИОНАРНЫМ СОСТОЯНИЯМ
ГЕЙЗЕНБЕРГОВСКОЙ ЦЕПОЧКИ

1987

При изучении солитонов в квантовых спиновых цепочках необходимо решить нетривиальную задачу о нахождении эволюции во времени состояний системы ^{/1,2/}. Обычно начальное состояние выбирается в виде прямого произведения ^{/1-3/} известных спиновых когерентных состояний (СКС)*, проследить за эволюцией которого можно, если, например, известно разложение СКС по стационарным состояниям соответствующей системы. В работах ^{/1,5/} нами показано, что при определенных условиях СКС с параметрами, определяемыми односолитонным решением феноменологического уравнения Ландау — Лифшица, можно представить как пакет спиновых комплексов в полуограниченной цепочке. Такое представление позволило полностью исследовать эволюцию СКС в указанной системе и найти те временные интервалы, на которых средние значения $S_m^{\alpha}(t)$ удовлетворяют уравнению Ландау — Лифшица ^{/1,2/}.

В настоящей работе рассмотрено разложение СКС, соответствующего односолитонному решению феноменологического уравнения, по стационарным состояниям неограниченной анизотропной цепочки. Найдены достаточные условия, при которых вклад состояний непрерывного спектра в разложении СКС несуществен, т.е. условия, при которых СКС разлагается только по связанным состояниям магнов (спиновым комплексам). Следует ожидать, что полученные здесь результаты составят основу полного описания квантовых солитонов в неограниченной цепочке.

1. Запишем сначала гамильтониан рассматриваемой системы:

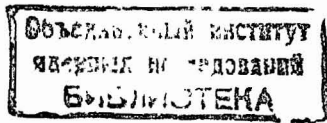
$$H = - \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left[\frac{1}{\text{ch } \sigma} (S_m^x S_{m+1}^x + S_m^y S_{m+1}^y) + S_m^z S_{m+1}^z \right], \quad \sigma > 0, s = 1/2. \quad (1)$$

Функционал энергии W , используемый в феноменологической теории одноосного ферромагнетика (1), имеет вид ^{/8,7/}

$$W = \frac{1}{8} \int_{-\infty}^{\infty} d\xi [\theta'^2 + \phi'^2 \sin^2 \theta + \sigma^2 \sin^2 \theta]. \quad (2)$$

Формально W можно получить из гамильтониана (1), заменяя операторы \hat{S}_m на классические векторы длины 1/2 и переходя к континууму.

*Свойства СКС изучены в ^{/4/}.



нуальному описанию /7/. Последнее требует, во всяком случае, выполнения условия $\sigma \ll 1$ /6,7/. Углы θ_m и ϕ_m определяются обычным условием:

$$S_m^x = \frac{1}{2} \sin \theta_m \cos \phi_m; \quad S_m^y = \frac{1}{2} \sin \theta_m \sin \phi_m; \quad S_m^z = \frac{1}{2} \cos \theta_m.$$

В континуальном пределе набор $\{\theta_m, \phi_m\}$ заменен на функции $\theta(\xi), \phi(\xi)$. Уравнения движения (уравнения Ландау — Лифшица)

$$\dot{\theta} \sin \theta = -2 \frac{\delta W}{\delta \phi}; \quad \dot{\phi} \sin \theta = 2 \frac{\delta W}{\delta \theta}$$

допускают в случае системы (2) двухпараметрическое решение, описывающее движущийся со скоростью V солитон, вторым параметром решения является ω — частота внутренней прецессии /7,8/. Для простоты здесь мы ограничимся рассмотрением случая $V=0$ и запишем нужное нам решение феноменологических уравнений сразу в терминах сохраняющейся величины $N = \frac{1}{2} \int d\xi (1 - \cos \theta)$ (при квантовании N соответствует числу перевернутых спинов /7,8/):

$$\phi_m = \omega t; \quad \operatorname{tg} \frac{\theta_m}{2} = A / \operatorname{ch} Bm; \quad (3)$$

$$A = \operatorname{sh} \frac{\sigma N}{2}; \quad B = \sigma \operatorname{th} \frac{\sigma N}{2}; \quad \omega = \sigma^2 / 2 \operatorname{ch}^2 \frac{\sigma N}{2}.$$

В (3) использован как аргумент функций θ и ϕ номер узла m (дискретная величина) вместо непрерывной ξ .

В начальный момент времени ($t=0$) стрелки S_m , как следует из (3), лежат в плоскости XZ , и их положение полностью можно описать в квантовом случае спиновым когерентным состоянием $|\Phi\rangle$ (θ_m определено в (3)):

$$|\Phi\rangle = \prod_m \begin{pmatrix} \cos \theta_m / 2 \\ \sin \theta_m / 2 \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Очевидно, что выполняются соотношения

$$\langle \Phi | S_m^y | \Phi \rangle = 0; \quad \langle \Phi | S_m^x | \Phi \rangle = \frac{1}{2} \sin \theta_m; \quad \langle \Phi | S_m^z | \Phi \rangle = \frac{1}{2} \cos \theta_m.$$

В данной работе мы будем исследовать разложение

$$|\Phi\rangle = \sum_{(\zeta)} C_{\zeta} |\Psi_{\zeta}\rangle, \quad (5)$$

где $|\Psi_{\zeta}\rangle$ — собственные функции гамильтониана (1), ζ — набор квантовых чисел. Спектр системы (1) изучен в /9-11/. Стационарные состояния одноосного ферромагнетика можно характеризовать квантовыми числами n, k, q ; n — число перевернутых спинов, k — полный квазимпульс, q — набор квазимпульсов относительного движения. Подчеркнем, что квантовые числа q необходимы для классификации только состояний непрерывного спектра. После этого разложение (5) можно записать в виде:

$$|\Phi\rangle = \sum_{n,k} C_{n,k} |\Psi_{n,k}\rangle + \sum_{n,k,q} \tilde{C}_{n,k,q} |\tilde{\Psi}_{n,k,q}\rangle. \quad (6)$$

Здесь $|\tilde{\Psi}_{n,k,q}\rangle$ — состояния непрерывного спектра, $|\Psi_{n,k}\rangle$ — связанные состояния магнонов.

Как следует из результатов работ /1,2,5/, в полуограниченной цепочке полное описание квантового солитона возможно в случаях, когда $\sum |C_{\zeta}|^2 \ll 1$, т.е. тогда, когда СКС разлагается только по спино-

вым комплексам. Задачей настоящего обсуждения является выяснение условий, при которых указанное неравенство выполняется в случае неограниченной цепочки.

2. Связанные состояния магнонов в системе (1) изучены в работах /10,11/. Волновая функция n -частичного комплекса имеет вид /11/:

$$|\Psi_{n,k}\rangle = \sum_{m_1 < m_2 < \dots < m_n} B_{m_1 m_2 \dots m_n} S_{m_1}^- S_{m_2}^- \dots S_{m_n}^- |0\rangle, \quad (7)$$

$$B_{m_1 \dots m_n} = A e^{i \frac{k}{n} (m_1 + \dots + m_n)} \prod_{\nu=1}^{n-1} \gamma_{\nu}^{m_{\nu+1} - m_{\nu}}.$$

Явные выражения для $\gamma_{\nu}(k, n)$ выписаны в /11/, $|\gamma_{\nu}| < 1$. Для энергии спинового комплекса в /10,11/ получено выражение:

$$\epsilon_{n,k} = \operatorname{th} \sigma (\operatorname{ch} n \sigma - \cos k) / \operatorname{sh} n \sigma. \quad (8)$$

Прямой путь исследования условий, при которых в (6) остаются только спиновые комплексы, связан с вычислением коэффициентов $C_{n,k} = \langle \Phi | \Psi_{n,k} \rangle$ и проверкой соотношения $\sum_{n,k} |C_{n,k}|^2 = 1$. К сожалению, вычисление $\langle \Phi | \Psi_{n,k} \rangle$ при больших n в общем случае практи-

чески невыполнимо (задача сводится к n -кратному суммированию)*, и поэтому приходится искать иные пути решения поставленной задачи. В работе /1/ для полуограниченной цепочки такой путь найден и связан с разложением $|\Phi\rangle$ по выбранным подходящим образом состояниям $|\chi_n\rangle$. Далее в /1/ вычислена средняя энергия в состоянии $|\chi_n\rangle$, что позволило оценить, насколько близко $|\chi_n\rangle$ к спиновому комплексу. Существенным при таком подходе является тот факт, что спиновый n -частичный комплекс имеет наименьшую энергию в n -частичном секторе. В неограниченной цепочке наличие дополнительного квантового числа k не позволяет прямое использование схемы, развитой в /1/; прежде всего, неизвестна та система векторов $|\chi_{n,k}\rangle$, по которым бы полностью раскладывалось СКС. Оказывается, что можно развить общий метод поиска таких векторов. Для этого запишем $|\Phi\rangle$ в виде:

$$|\Phi\rangle = \sum_{n,k,r_i} C_{n,k,r_i} |\Gamma_{n,k,r_i}\rangle, \quad (9)$$

$$|\Gamma_{n,k,r_i}\rangle = \frac{1}{\sqrt{N_a}} \sum_m e^{ikm} S_m^- S_{m+r_1}^- \dots S_{m+r_{n-1}}^- |0\rangle, \quad 0 < r_1 < r_2 < \dots < r_{n-1}.$$

N_a — число атомов в цепочке. Можно убедиться, что $\{|\Gamma_{n,k,r_i}\rangle\}$ является ортонормированным базисом и, следовательно, $\sum_{n,k,r_i} |C_{n,k,r_i}|^2 = 1$.

1. Для коэффициентов C_{n,k,r_i} после простых преобразований получаем выражение

$$C_{n,k,r_i} = \langle \Phi | \Gamma_{n,k,r_i} \rangle = \frac{Q}{\sqrt{N_a}} \sum_m e^{-ikm} f(m) f(m+r_1) \dots f(m+r_{n-1}),$$

$$f(m) = \operatorname{tg} \frac{\theta_m}{2}; \quad Q^{-2} = \prod_m [1 + f^2(m)].$$

Далее рассмотрим вектор

$$|\chi_{n,k}\rangle = C_{n,k}^{-1} \sum_{r_i} C_{n,k,r_i} |\Gamma_{n,k,r_i}\rangle \quad (10)$$

$$\text{с } |C_{n,k}|^2 = \sum_{r_i} |C_{n,k,r_i}|^2. \text{ Очевидно, что } \langle \chi_{n,k} | \chi_{n',k'} \rangle = \delta_{nn'} \delta_{kk'}.$$

* Прямое вычисление удалось сделать раньше только для случая доменной стенки /12/.

Учитывая (9), имеем:

$$|\Phi\rangle = \sum_{n,k} C_{n,k} |\chi_{n,k}\rangle. \quad (11)$$

Можно сделать еще одну редукцию квантовых чисел и записать

$$|\Phi\rangle = \sum_n C_n |\chi_n\rangle, \quad (12)$$

где

$$|\chi_n\rangle = C_n^{-1} \sum_k C_{n,k} |\chi_{n,k}\rangle = C_n^{-1} \sum_{k,r_i} C_{n,k,r_i} |\Gamma_{n,k,r_i}\rangle;$$

$$|C_n|^2 = \sum_k |C_{n,k}|^2 = \sum_{k,r_i} |C_{n,k,r_i}|^2.$$

Из последнего имеем $\sum_n |C_n|^2 = 1$, что согласуется с соотношением

$$\langle \chi_n | \chi_{n'} \rangle = \delta_{nn'} \text{ и запись (12).}$$

Несложные преобразования позволяют записать интересующие нас векторы $|\chi_{n,k}\rangle$ и $|\chi_n\rangle$ в более удобной форме:

$$|\chi_{n,k}\rangle = \frac{Q}{N_a C_{n,k}} \sum_r e^{-ikr} \sum_{\{m_i\}} f(m_1+r) f(m_2+r) \dots f(m_n+r) \times \\ \times S_{m_1}^- S_{m_2}^- \dots S_{m_n}^- |0\rangle;$$

$$|C_{n,k}|^2 = Q^2 N_a^{-1} \sum_r e^{ikr} \cdot Z_n(r), \quad (13)$$

$$Z_n(r) = \sum_{\{m_i\}} f(m_1) f(m_1+r) \dots f(m_n) f(m_n+r)$$

и

$$|\chi_n\rangle = \frac{1}{\sqrt{Z_n(0)}} \sum_{\{m_i\}} f(m_1) f(m_2) \dots f(m_n) S_{m_1}^- \dots S_{m_n}^- |0\rangle. \quad (14)$$

Мы будем рассматривать действительные $f(m)$, действительными при этом будут C_n и $C_{n,k}$. Коэффициенты C_n в (12) следует вычислять по формуле

$$C_n = Q \sqrt{Z_n(0)}, \quad (15)$$

где Z_n определено в (13). Из (11) и (12) вытекает полезное для дальнейшего соотношение

$$C_n |\chi_n\rangle = \sum_k C_{n,k} |\chi_{n,k}\rangle. \quad (16)$$

Таким образом, найдены системы ортонормированных векторов $|\chi_n\rangle$ и $|\chi_{n,k}\rangle$ такие, что СКС можно записать в виде (11) или (12).

Как показывает анализ, для оценки вклада состояний непрерывного спектра в разложении (6) достаточно вычислить с определенной точностью коэффициенты $C_{n,k}$ (C_n) и среднюю энергию $\bar{E}_n = \langle \chi_n | \mathcal{H} | \chi_n \rangle$.

3. Вычислим сначала коэффициенты $C_{n,k}$ (C_n). Для этого нужно сосчитать $Z_n(r)$, определение которой дано в (13). Используя (3) и (13), получаем $Z_n(r) = A^{2n} \tilde{Z}_n(r)$, где

$$\tilde{Z}_n(r) = \sum_{\{m_i\}} [\text{ch } B_{m_1} \text{ch } B(m_1+r) \dots \text{ch } B_{m_n} \text{ch } B(m_n+r)]^{-1} \quad (17)$$

не что иное, как статсумма идеального ферми-газа с вполне определенным спектром. Для $Z_n(r)$ поэтому можно написать известное представление

$$\tilde{Z}_n(r) = \frac{1}{2\pi i} \oint_L \tilde{Z}(\lambda, r) \cdot \lambda^{-(n+1)} d\lambda; \quad (18)$$

$$\tilde{Z}(\lambda, r) = \prod_{m=0}^{\infty} \lambda^m \tilde{Z}_n(r) = \prod_{m=0}^{\infty} [1 + \lambda / \text{ch } B_m \text{ch } B(m+r)]^{-1}$$

статсумма того же газа в большом ансамбле; L — замкнутый контур в комплексной плоскости, охватывающий точку $\lambda=0$.

При выполнении условий термодинамического предела (в нашем случае они принимают вид $\sigma \rightarrow 0$, $n \rightarrow \infty$, $n\sigma \rightarrow \text{const}$) интеграл в (18) можно вычислить методом перевала. В результате получаем:

$$\tilde{Z}_n(r) = \sqrt{\frac{\sigma f_1}{\pi}} \rho_0^{-n} \cdot \exp\left[\frac{2a^2}{\sigma \text{th } a} - \sigma f_1 \nu^2 - \sigma f_2 r^2\right] \cdot \left[1 + O\left(\frac{1}{n}\right)\right], \quad (19)$$

$$f_1 = \frac{\text{cth } a}{2(1+r)}; \quad f_2 = \frac{(1-r)\text{th } a}{2}; \quad r = \frac{2a}{\text{sh } 2a}; \quad \rho_0 = \text{sh}^2 a; \quad a = \frac{N\sigma}{2}; \quad \nu \equiv n - N.$$

Вычисление $Q^2 = \prod_{m=0}^{\infty} [1 + f^2(m)]^{-1}$ в указанном пределе приводит к результату $Q^2 = e^{-2a^2/\nu}$, и для коэффициентов $C_{n,k}$ окончательно

получаем:

$$C_{n,k} = \frac{1}{\sqrt{N_a}} \left(\frac{f_1}{f_2}\right)^{1/4} \cdot \exp\left[-\frac{\sigma}{2} f_1 \nu^2 - \frac{k^2}{8\sigma f_2}\right] \cdot \left[1 + O\left(\frac{1}{n}\right)\right]. \quad (20)$$

Для $C_n = \sqrt{\sum_k C_{n,k}^2}$ имеем

$$C_n = \left(\frac{f_1 \sigma}{\pi}\right)^{1/4} \cdot \exp\left(-\frac{\sigma \nu^2}{2} f_1\right) \cdot \left[1 + O\left(\frac{1}{n}\right)\right], \quad (21)$$

что, конечно, можно получить и по формуле (15). Для нашей цели вычисления поправочного члена в (20) и (21) не требуется. Выражение (20) показывает, в частности, что в разложении СКС участвуют только те состояния $|\chi_{n,k}\rangle$, для которых $|n - N| \lesssim \sigma^{-1/2}$ и $|k| \lesssim \sqrt{\sigma}$.

4. Для вычисления $\bar{E}_n = \langle \chi_n | \mathcal{H} | \chi_n \rangle$ рассмотрим состояние $|\Phi\rangle$ из (4) с $\text{tg}(\theta_m/2) = \sqrt{\lambda} / \text{ch } B_m$. Тогда имеем

$$|\Phi(\lambda)\rangle = \sum_n C_n(\lambda) |\chi_n\rangle, \quad |C_n|^2 = \lambda^n \tilde{Z}_n(0) Q^2(\lambda).$$

Как видно из (14), состояние $|\chi_n\rangle$ не зависит от λ . Средняя энергия $W(\lambda) = \langle \Phi(\lambda) | \mathcal{H} | \Phi(\lambda) \rangle$, которую можно подсчитать прямым образом, связана с \bar{E}_n соотношением:

$$W(\lambda) = Q^2(\lambda) \sum_{n=0}^{\infty} \lambda^n \tilde{Z}_n(0) \bar{E}_n. \quad (22)$$

Отсюда, по теореме Коши, получаем представление для \bar{E}_n в виде контурного интеграла:

$$\bar{E}_n = \frac{1}{2\pi i \tilde{Z}_n(0)} \oint \frac{W(\lambda) Q^{-2}(\lambda)}{\lambda^{n+1}} d\lambda. \quad (23)$$

Анализ показывает, что для нашей цели достаточно знать \bar{E}_n с точностью до членов порядка σ^2 включительно. Методом перевала из (23) получаем:

$$\bar{E}_n = \sigma \text{th } a + \sigma^2 \Delta_0 + \sigma^2 \nu g_1 + \sigma^3 \nu^2 g_2 + O(\sigma^{5/2}),$$

$$\Delta_0 = \frac{4r\rho_0 + 2\rho_0 + r - 1}{8(r+1)(\rho_0+1)^2}; \quad g_1 = \frac{1}{2\text{ch}^2 a}; \quad g_2 = \frac{\text{th } a(1-r-2\rho_0-4r\rho_0)}{8\rho_0(\rho_0+1)(r+1)^2}. \quad (24)$$

Оценка остаточного члена в (24) произведена с учетом условия $|\nu| = |n - N| \lesssim \sigma^{-1/2}$, следующего из результата (21).

Выпишем также связь между \bar{E}_n и $\bar{E}_{n,k} = \langle \chi_{n,k} | \mathcal{H} | \chi_{n,k} \rangle$, которая вытекает из равенства (16):

$$\bar{E}_n = C_n^{-2} \sum_k C_{n,k}^2 \cdot \bar{E}_{n,k}.$$

Далее рассмотрим состояние

$$|\Psi_n\rangle = C_n^{-1} \sum_k C_{n,k} |\Psi_{n,k}\rangle \quad (25)$$

с коэффициентами $C_{n,k}$ и C_n из (20) и (21); $|\Psi_{n,k}\rangle$ — спиновый комплекс (7). Состояние (25) не является стационарным состоянием гамильтониана (1). Средняя энергия в нем равна

$$\bar{\epsilon}_n = \sigma \text{th} a + \sigma^2 \nu g_1 + \frac{\sigma^2(1-r)}{4ch^2 a} - \frac{\sigma^3 \nu^2 \text{th} a}{4ch^2 a} + O(\sigma^{5/2}). \quad (26)$$

Здесь использовано разложение энергии (8) спинового комплекса при малых σ и k :

$$\epsilon_{n,k} = \sigma \text{th} a + \frac{\sigma^2 \nu}{2 ch^2 a} - \frac{\sigma^3 \nu^2 \text{th} a}{4 ch^2 a} + \frac{\sigma k^2}{2 sh 2a} + O(\sigma^3),$$

и тот факт, что $\sum_k C_{n,k}^2 = C_n^2$. Последнее позволяет вычислить $\bar{\epsilon}_n$ с нуж-

ной точностью (включая члены с σ^2), не прибегая при этом к вычислению поправочных членов в (20) и (21).

Поскольку $|\Psi_{n,k}\rangle$ при фиксированных n и k является состоянием с наименьшей энергией, $\bar{\epsilon}_n$ не может быть больше, чем \bar{E}_n . Легко проверить, что выражения (24) и (26) удовлетворяют этому условию.

5. Полученные результаты позволяют оценить вклад состояний непрерывного спектра $|\Psi_{n,k,q}\rangle$ в разложение $|\Phi\rangle$. Запишем сначала $|\chi_{n,k}\rangle$ как суперпозицию стационарных состояний гамильтониана (1):

$$|\chi_{n,k}\rangle = a_{n,k} |\Psi_{n,k}\rangle + \sum_q a_{n,k,q} |\tilde{\Psi}_{n,k,q}\rangle.$$

Состояние $|\chi_n\rangle$ соответственно имеет разложение:

$$|\chi_n\rangle = \sum_k \frac{C_{n,k}}{C_n} a_{n,k} |\Psi_{n,k}\rangle + \sum_{k,q} \frac{C_{n,k}}{C_n} a_{n,k,q} |\tilde{\Psi}_{n,k,q}\rangle.$$

Из последнего получаем соотношение:

$$\bar{E}_n = \sum_k \frac{C_{n,k}^2}{C_n^2} |a_{n,k}|^2 \epsilon_{n,k} + \sum_{k,q} \frac{C_{n,k}^2}{C_n^2} |a_{n,k,q}|^2 \tilde{\epsilon}_{n,k,q}. \quad (27)$$

Минимальной энергией среди состояний непрерывного спектра при фиксированных n и k обладает состояние с рассеянием магнона с $k_1 = 0$ на $(n-1)$ -частичном комплексе с $k_2 = k$, т.е.

$$(\tilde{\epsilon}_{n,k,q})_{\min} = \epsilon_{n,k} + \frac{\sigma^2}{2} \text{th}^2 a \equiv \epsilon_{n,k} + \Delta_1. \quad (28)$$

В этом можно убедиться, минимизируя выражение $\epsilon_{n-1,k_2} + \epsilon_{1,k_1}$ при условии $k_1 + k_2 = k$. Величина щели Δ_1 в спектре n -частичных состояний гамильтониана (1) пропорциональна σ^2 , поэтому средние энергии \bar{E}_n и $\bar{\epsilon}_n$ в (24) и (26) необходимо было вычислить с учетом членов того же порядка малости.

Используя (27) и (28), для \bar{E}_n можно записать неравенство:

$$\bar{E}_n \geq \bar{\epsilon}_n + \Delta_1 \sum_{k,q} \frac{C_{n,k}^2}{C_n^2} |a_{n,k,q}|^2.$$

Отсюда получаем оценку для доли состояний непрерывного спектра в разложении $|\chi_n\rangle$:

$$\sum_{k,q} \frac{C_{n,k}^2}{C_n^2} |a_{n,k,q}|^2 \leq \frac{\bar{E}_n - \bar{\epsilon}_n}{\Delta_1} \equiv v_n.$$

Окончательно для интересующего нас вклада состояний непрерывного спектра в разложении (6) имеем:

$$\sum_{n,k,q} |\tilde{C}_{n,k,q}|^2 = \sum_n C_n^2 v_n = \sum_{n,k,q} C_{n,k}^2 |a_{n,k,q}|^2 \leq \quad (29)$$

$$\leq v(a) \equiv 2(2a \text{ctg} 2a - 1) / \text{sh}^2 2a.$$

Функция $v(a)$ монотонно спадает с увеличением a : $v(0) = 2/3$; $v(0,5) = 0,453$, $v(1) = 0,158$, $v(1,5) = 0,040$; $v(a) = 8a \exp(-4a)$ при

$a \gg 1$. Следовательно, при $a \geq 1$ $v(a) \ll 1$ и СКС в этой области разлагается только по спиновым комплексам. В пределе $a \rightarrow \infty$ последнее утверждение является точным, поскольку $v(a) \rightarrow 0$.

Полученный здесь результат (29) для $v(a)$ качественно похож на результат для $v(a)$ в случае полуограниченной цепочки ^{1/}. Следовательно, при $a \geq 1$ (т.е. для солитонов с достаточно большой амплитудой) СКС можно представить как пакет спиновых комплексов независимо от того, рассматривается ли бесконечная цепочка (полностью интегрируемая система) или полуограниченная цепочка (для которой нам неизвестно доказательство полной интегрируемости). Следует ожидать, что найденные выражения (20) и (21) для $C_{n,k}$ и C_n в области $a \geq 1$ можно использовать при изучении эволюции состояния (6) и нахождения условий справедливости феноменологического описания средних $S_m^a(t)$.

Обсудим в конце коротко область малоамплитудных солитонов ($a \ll 1$). Результат (29) для $v(a)$ не позволяет, вообще говоря, утверждать, что в этой области доля состояний непрерывного спектра в разложении (6) большая. Эта доля может быть несущественной, если в (6) вклад дают только высоковозбужденные состояния $|\Psi_{n,k,q} >$. Действительно, для них Δ_1 в (28) было бы больше $(\sigma^2 \text{th}^2 a)/2$, и это привело бы к уменьшению $v(a)$. Такая ситуация в принципе возможна, но в настоящий момент мы не в состоянии предложить способ ее теоретического исследования.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гочев И.Г. – ЖЭТФ, 1985, 89, с.147.
2. Гочев И.Г. ОИЯИ, Р17-87-113, Дубна, 1987.
3. Покровский В.Л., Хохлачев С.Б. – Письма в ЖЭТФ, 1975, 22, с.371.
4. Переломов А.М. – УФН, 1977, 123, с.23.
5. Гочев И.Г. – ЖЭТФ, 1983, 85, с.199.
6. Иванов Б.А. – ФНТ, 1977, 3, с.1036.
7. Косевич А.М., Иванов Б.А., Ковалев А.С. Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны, Киев.:Наукова думка, 1983.
8. Иванов Б.А., Косевич А.М. – ЖЭТФ, 1977, 72, с.2000.
9. Orbach R. – Phys. Rev., 1958, 112, p.309.
10. Овчинников А.А. – Письма в ЖЭТФ, 1967, 5, с.48.
11. Гочев И.Г. – ЖЭТФ, 1971, 61, с.1674.
12. Gochev J.G. – Phys. Lett., A, 1984, 104, p.36.

Рукопись поступила в издательский отдел
16 марта 1987 года.

ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
Д3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
Д11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
Д7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
Д2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
Д2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
Д1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
Д17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р. 75 к.
Д10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983	3 р. 50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/	13 р. 50 к.
Д4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра, Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
Д11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.
Д13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985.	4 р. 80 к.
Д3,4,17-86-747	Труды V Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1986.	4 р. 50 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Гочев И.Г.

P17-87-164

О разложении спиновых когерентных состояний по стационарным состояниям гейзенберговской цепочки

Рассмотрено разложение спинового когерентного состояния по стационарным состояниям гейзенберговской неограниченной цепочки. Найдены достаточные условия, при которых оно разлагается только по связанным состояниям магнонов.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод О.С.Виноградовой

Gochev I.G.

P17-87-164

On the Expansion of Spin Coherent States over the Stationary States of the Heisenberg Chain

The expansion of spin coherent states over the stationary states of the Heisenberg infinite chain is investigated. Sufficient conditions of the validity of this expansion over the multimagnon bound states only are established.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987