

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

3813/82

16/8-82

P17-82-390

И.Г.Гочев

К ТЕОРИИ ПЛОСКИХ ДОМЕННЫХ СТЕНОК
В ФЕРРОМАГНЕТИКАХ

Направлено в "Журнал экспериментальной
и теоретической физики"

1982

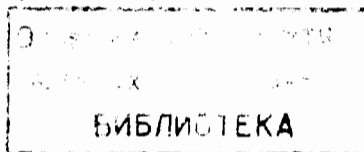
ВВЕДЕНИЕ

В сильноанизотропных ферромагнетиках толщина плоских доменных стенок /ДС/ сравнивается с постоянной решетки, и в этом случае континуальное приближение, обычно используемое в классической теории ДС, оказывается довольно грубым^{/1/}. Из общих соображений следует, что учет дискретности решетки должен приводить, прежде всего, к конечному значению плотности энергии ДС в ферромагнетиках с большой анизотропией /континуальная теория дает неограниченный рост плотности энергии в этом пределе/. Дискретные расчеты, проводимые на ЭВМ, указывают и на другие особенности ДС, исчезающие при переходе к непрерывному описанию. Так, например, в работе^{/2/} исследована численным образом зависимость энергии от положения ДС относительно кристаллической решетки. Для выяснения подобных особенностей представляет интерес точное решение задачи о ДС в реалистической модели ферромагнетика. Как мы покажем ниже, задачу о ДС можно решить до конца в одноосном ферромагнетике при любом значении константы обменной анизотропии. Так как нас будет интересовать и квантовый аспект проблемы ДС, запишем гамильтониан указанной модели:

$$H = - \frac{J}{2} \sum_{\ell, \delta} \left[\frac{1}{g} (S_{\ell}^x S_{\ell+\delta}^x + S_{\ell}^y S_{\ell+\delta}^y) + S_{\ell}^z S_{\ell+\delta}^z \right]. \quad /1/$$

Здесь $J > 0$; g - константа обменной анизотропии, $g \geq 1$; S_{ℓ}^{α} - оператор α -ой компоненты спина в ℓ -ом узле, $\vec{\delta}$ - вектор, соединяющий ближайших соседей.

Модель /1/ хорошо известна в теории магнетизма, известен также ряд магнетиков, которые она описывает^{/3/}. В частных случаях из /1/ можно получить изотропную модель Гейзенберга ($g=1$), модель Изинга ($g \rightarrow \infty$), а также XY модель ($g \rightarrow 0$). Модель /1/ является одной из двух простейших моделей одноосного ферромагнетика /вторая, обычно используемая в классической теории ДС, есть модель с одноосной анизотропией^{/1/}, которая, однако, исключает при квантовом рассмотрении спин $s = 1/2$ /. Заметим также, что задача о ДС в модели Изинга решается тривиально, и это облегчает анализ решения при $g < \infty$.



Как уже стало ясным, выбор модели /1/ в настоящей работе продиктован и другими целями. Интенсивное изучение нелинейных явлений в магнетизме на основе уравнения Ландау-Лифшица в последние годы /4,5/ привело, в частности, к точке зрения на солитон как связанное состояние большого числа квазичастиц. Такая интерпретация, предложенная Косевичем и сотрудниками /5/, подкреплена сравнением квазиклассически проквантованных солитонных решений уравнения Ландау-Лифшица с точными квантово-механическими результатами в одномерном случае. В работах /5,6/ показано совпадение квантовых и квазиклассических выражений для энергии, квантовое распределение перевернутого спина /среднее значение S_m^z / найдено лишь для сравнительно легких комплексов, и в этом случае оно совпадает с классическим результатом /5/. Для подтверждения или уточнения указанной интерпретации представляет интерес вычисление среднего значения S_m^z и сравнение с классическим выражением в случае предельно тяжелого комплекса, который, согласно /5/, соответствует ДС. Исследование этого вопроса в дискретной цепочке является более общим, чем исследование непрерывной модели, классическое описание которой дается уравнением Ландау-Лифшица. Оказывается, что такое исследование можно провести в одномерной системе /1/ спинов $s = 1/2$, где известны явные выражения для энергий и волновых функций спиновых комплексов /7,8/ и это исследование приводит к уточнению предложенной в /5/ интерпретации ДС.

В настоящей работе изучены как с классической, так и с квантовой точки зрения ДС в модели /1/. В первом разделе работы решена полностью одномерная задача о минимизации классического функционала энергии, соответствующего гамильтониану /1/, и исследованы плоские доменные стенки в многомерных ферромагнетиках. Во втором разделе рассмотрен тяжелый / $n \rightarrow \infty$, n - число связанных магновов/ спиновый комплекс в полуограниченной цепочке спинов $s = 1/2$. Вычислено среднее значение S_m^z и показано, что оно совпадает с классическим результатом лишь в области слабой анизотропии. Обнаружена аналогия изучаемой ДС с ферми-ступенькой в идеальном газе. При помощи этой аналогии найдено стационарное состояние $|\Phi\rangle$ гамильтониана \mathcal{H} , энергия которого и среднее значение S_m^z описываются классическими выражениями при любом значении анизотропии. Состояние $|\Phi\rangle$ является линейной комбинацией тяжелых спиновых комплексов, и в этом состоянии среднее значение поперечной компоненты спина S_m^x также дается классическим выражением. Из полученного результата сделан вывод о том, что классической ДС в квантовой картине соответствует определенная комбинация тяжелых спиновых комплексов. В конце работы коротко обсужден вклад ДС в низкотемпературную термодинамику одномерных магнетиков.

1. КЛАССИЧЕСКОЕ РАССМОТРЕНИЕ ДС

Как принято в классической теории ДС /1/, заменим в /1/ операторы спина на классические векторы длины s ($S_m^z = s \cos \theta_m$, $S_m^x = s \sin \theta_m \cos \phi_m$, $S_m^y = s \sin \theta_m \sin \phi_m$). Для функционала энергии рассматриваемой модели легко получить при этом следующее выражение:

$$E\{\theta, \phi\} = \frac{Js^2}{2} \sum_{m, \delta} \left[1 - \frac{1}{g} \sin \theta_m \sin \theta_{m+\delta} \cos(\phi_m - \phi_{m+\delta}) - \cos \theta_m \cos \theta_{m+\delta} \right]. \quad /2/$$

Известно /1/, что при изучении плоских доменных стенок достаточно рассмотреть случай $\phi_m = \text{const}$. Распределение θ_m , минимизирующее $E\{\theta\}$, должно удовлетворять уравнению $\frac{\delta E}{\delta \theta_m} = 0$, которое для модели /2/ имеет вид:

$$g \sin \theta_m \sum_{\delta} \cos \theta_{m+\delta} = \cos \theta_m \sum_{\delta} \sin \theta_{m+\delta}. \quad /3/$$

Рассмотрим сначала одномерный случай $\delta = \pm 1$. Для решения нелинейного разностного уравнения /3/ перейдем к новой переменной f_m : $\text{th} f_m = \cos \theta_m$. Из /3/, после простых преобразований, получаем уравнение для f_m :

$$g \text{sh}[(f_{m+1} + f_{m-1})/2] = \text{sh} f_m \cdot \text{ch}[(f_{m+1} - f_{m-1})/2].$$

Это равенство будет справедливо, если потребовать, чтобы для любого m выполнялось:

$$f_{m+1} + f_{m-1} = 2f_m$$

$$f_{m+1} - f_{m-1} = 2\sigma, \quad \sigma = \ln(g + \sqrt{g^2 - 1}).$$

Решение таких уравнений имеет простой вид: $f_m = (m + m_0)\sigma$, где m_0 - произвольная константа. При помощи найденного решения для f_m можно вычислить энергию E_{DC} / S_m^z и S_m^x находятся тривиально, система координат выбрана так, чтобы $S_m^y = 0$ /. Запишем окончательный результат в форме:

$$S_m^z = s \text{th}(m + m_0)\sigma, \quad S_m^x = s \{ \text{ch}(m + m_0)\sigma \}^{-1}, \quad /4/$$

$$E_{DC} = 2s^2 J \text{th} \sigma.$$

Решение /4/ описывает ДС в одномерном случае / $S_m^z = \pm s$ при $m = \pm \infty$ /. Обсуждение условия для определения константы m_0 в ре-

шениях для S_m^z и S_m^x проведем в следующем разделе, здесь отметим только то, что трансляционно-инвариантное решение /произвольное m_0 / возможно лишь в классическом рассмотрении, где допускаются произвольные значения z-ой проекции вектора \vec{S}_m .

В модели Изинга ($\sigma \rightarrow \infty$) $E_{ДС} = 2Js^2 < \infty$, этот результат можно получить и прямым вычислением. В пределе слабой обменной анизотропии / $g \approx 1 + 2\eta^2$ или $\sigma \approx 2\eta \ll 1$ / функционал энергии /2/ принимает* вид /6/ $E = \frac{Js^2}{2} [d\xi^2 \{ \theta'^2 - 4\eta^2 \cos^2 \theta \}]$, уравнение /3/ переходит в уравнение $\theta'' - 2\eta^2 \sin 2\theta = 0$, решение которого хорошо известно /1/ : $\cos \theta = \text{th}(2\eta\xi)$, $E = 4Js^2 \eta$. Последние выражения можно получить при $\sigma = 2\eta \ll 1$ также и из общего результата /4/.

Перейдем к рассмотрению плоских доменных стенок в многомерных ферромагнетиках. Для определенности ограничимся рассмотрением кубических структур, где каждый узел решетки определен декартовыми координатами m_i радиус-вектора \vec{m} . Изучим сначала плоскую стенку с нормалью вдоль диагонали куба /стенку А/.

В этом случае θ_m^+ зависит лишь от скаляра $\xi = \sum_{i=1}^d m_i / d$ - размерность кристалла/. Из /3/ можно вывести следующее уравнение для $\theta\xi$:

$$g \sin \theta \xi (\cos \theta_{\xi+1} + \cos \theta_{\xi-1}) = \cos \theta \xi (\sin \theta_{\xi+1} + \sin \theta_{\xi-1}).$$

Это уравнение совпадает по форме с уравнением, которое решали в одномерном случае, поэтому задача о ДС типа А в кубической решетке сводится к решенной выше одномерной задаче. Распределение спиновой плотности вдоль выбранной цепочки кристалла дается выражениями /4/. Для плотности энергии ДС легко получить следующий результат:

$$E^{(A)} = 2Js^2 \sqrt{d} a^{1-d} \text{th} \sigma. \quad /5/$$

Здесь a - константа решетки. Множитель \sqrt{d} , как следует из вычислений, учитывает наличие соседних цепочек и увеличение площади стенки А по сравнению с площадью стенки В в многомерных кристаллах. Стенкой В мы называем стенку с нормалью /1,0,0/. Распределение θ_m^+ в этой стенке подчинено условию $\theta_{m_1 m_2 m_3} = \theta_{m_1 m_2 \pm 1 m_3} = \theta_{m_1 m_2 m_3 \pm 1}$. Уравнение для θ_{m_1} при этом имеет вид:

$$g \sin \theta_{m_1} (\cos \theta_{m_1+1} + \cos \theta_{m_1-1}) = \cos \theta_{m_1} (\sin \theta_{m_1+1} + \sin \theta_{m_1-1}) - (g-1)(d-1) \sin 2\theta_{m_1}$$

* Такой вид имеет функционал энергии и в случае слабой одноионной анизотропии /но с другими значениями констант/ /5/.

К такому уравнению, как нетрудно сообразить, сводится и задача о ДС в одномерном ферромагнетике с обменной и одноионной анизотропией /с определенным отношением двух констант анизотропии/. Указанную задачу в общем случае не удастся решить. В континуальном приближении уравнение упрощается, и для энергии

стенки В получаем выражение $E^{(B)} = 4Js^2 \eta a^{1-d} \sqrt{d}$, что совпадает, как и должно быть в этом пределе, с энергией $E^{(A)}$. Энергию $E^{(B)}$ легко вычислить прямым способом и в модели Изинга: $E^{(B)} = 2Js^2 a^{1-d}$, в этом пределе $E^{(A)} = 2Js^2 \sqrt{d} a^{1-d} > E^{(B)}$.

В модели Изинга, учитывая различное число неправильных связей, легко понять различие в плотности энергий обеих стенок. Из непрерывности решения по параметру σ следует, что неравенство $E^{(A)} > E^{(B)}$ сохраняется в некоторой области значений анизотропии, возможно, оно переходит в равенство лишь в области слабой анизотропии. Таким образом, энергия плоской ДС в рассмотренной модели зависит от положения стенки относительно кристаллической решетки*. Задавая соответствующие граничные условия, при минимизации функционала можно прийти к одной или другой ДС. Нет основания считать, что рассмотренное различие в энергии существует лишь в кубических структурах, но ответ на этот вопрос может дать специальное исследование других решеток.

2. ОДНОМЕРНЫЙ СЛУЧАЙ - КВАНТОВОЕ РАССМОТРЕНИЕ

Здесь мы исследуем вопрос о квантовом аналоге изученной в первом разделе ДС. Имея в виду результаты работ /5,6/, следует ожидать, что аналогом ДС в квантовой картине является предельно тяжелый спиновый комплекс. Другими словами, мы ожидаем, что выражения для энергии и среднего значения S_m^z в этом состоянии совпадают с классическими выражениями. Проверить это утверждение можно, как мы покажем сейчас, прямым расчетом в одномерном случае.

Энергия и волновая функция связанного состояния из n магнетонов найдены в анизотропной цепочке /1/ спинов $s = 1/2$ как в случае периодических граничных условий /7/, так и в случае полуограниченной цепочки /8/. Для наших целей удобнее воспользоваться выражениями для энергии и волновой функции спинового комплекса, локализованного вблизи границы полуограниченной цепочки, которые здесь запишем в виде:

* Заметим, что мы рассматриваем случай одного сорта магнитных атомов. Исследованный в /2/ численно пример касается системы с двумя сортами спинов.

$$|\Psi_n\rangle = A_n \sum_{\{m_i\}} B_{m_1 m_2 \dots m_n} S_{m_1}^- S_{m_2}^- \dots S_{m_n}^- |0\rangle, \quad /6/$$

$$B_{m_1 m_2 \dots m_n} = \prod_{i=1}^n v_i^{m_i}, \quad v_i = \frac{\text{ch}(i-1)\sigma}{\text{ch}i\sigma}, \quad \epsilon_n = \frac{1}{2} J \text{th}\sigma \cdot \text{th}n\sigma.$$

Здесь A_n - нормировочная константа, которую мы найдем ниже,

$$\sum_{\{m_i\}} \dots = \sum_{1 < m_1 < m_2 < \dots < m_n}$$

При $n \rightarrow \infty$ энергия комплекса, как видно из /6/, стремится к значению $\frac{1}{2} J \text{th}\sigma$, что в точности совпадает* с энергией /2/ классической ДС при $s = 1/2$. Далее нам нужно вычислить $\langle \Psi_n | S_m^z | \Psi_n \rangle$ при больших n . Вычисление средних такого типа в связанном многочастичном состоянии является громоздкой задачей, которая до сих пор решена до конца лишь в случае одномерной системы бозонов с δ -образным** притяжением^{/9/}. Методы расчета в /9/ и полученные там результаты невозможно использовать в нашем случае, поэтому вычисление среднего S_m^z представляет некоторую самостоятельную задачу. Запишем прежде всего легко выводимое соотношение $\langle \Psi_n | S_m^z | \Psi_n \rangle = \frac{1}{2} - \rho_n(m)$, где

$$\rho_n(m) = A_n^2 \sum_{\nu=1}^n \sum_{\{m_i\}} \delta(m - m_\nu) |B_{m_1 m_2 \dots m_n}|^2, \quad /7/$$

$$A_n^{-2} = \sum_{\{m_i\}} |B_{m_1 m_2 \dots m_n}|^2 = \prod_{i=1}^n \frac{v_i^2}{1 - v_i^2}.$$

Простой анализ выражения для $\rho_n(m)$ показывает, что при больших n $\rho_n(m) \approx 1$ в области $m \ll n$ и $\rho_n(m) \approx 0$ при $m \gg n$. Нам будет интересно поведение $\rho_n(m)$ в области $m \sim n$. Обозначая $n - m$ через ξ , при $n \rightarrow \infty$ и $m \rightarrow \infty$ после длинных вычислений, которые мы не имеем возможности здесь изложить, можно получить для $\rho(\xi)$ следующий результат:

$$\rho(\xi) = \sum_{j=0}^{\infty} (-1)^j \exp[j\sigma(2\xi - 1 - j)]. \quad /8/$$

* Для комплекса в цепочке с периодическими граничными условиями $\epsilon_n \rightarrow J \text{th}\sigma = 2E_{\text{ДС}}$. Такое соотношение в области слабой анизотропии найдено раньше в работах^{/5,8/}.

** Эта модель описывает и не очень тяжелые комплексы в слабо анизотропной спиновой цепочке^{/5,10/}.

Выражение /8/ удовлетворяет соотношению $\rho(\xi) = 1 - \rho(1 - \xi)$, и эта симметрия в конечном счете обусловлена инвариантностью состояний цепочки относительно замены $S_m^z \rightarrow -S_m^z$. Из приведенного соотношения следует, что $\rho(\xi) > \frac{1}{2}$ при $\xi \leq 0$ ($m \leq n$) и $\rho(\xi) < \frac{1}{2}$ при $\xi > 0$ ($m > n$). В модели Изинга из /8/ получаем настоящую ступеньку: $\rho(\xi) = 1$ ($\xi \leq 0$) и $\rho(\xi) = 0$ ($\xi > 0$). Это состояние называется также спиновым кластером.

Классическое выражение для $\tilde{\rho}(\xi) = \frac{1}{2} - S_\xi^z$ можно получить из /4/, заменяя m на ξ :

$$\tilde{\rho}(\xi) = [e^{2\sigma(\xi - m_0)} + 1]^{-1}. \quad /9/$$

Сравнение ряда /8/ с выражением /9/ показывает, что невозможно определить константу m_0 в /9/ так, чтобы выполнялось $\rho(\xi) = \tilde{\rho}(\xi)$. Оба выражения, как можно показать, совпадают лишь в области слабой анизотропии*. Следовательно, энергия тяжелого комплекса совпадает с энергией классической ДС при любом значении анизотропии, $\langle \Psi_n | S_m^z | \Psi_n \rangle$ совпадает с классическим распределением z -ой проекции лишь в области слабой анизотропии.

Для нахождения стационарного состояния системы /1/, энергия которого и среднее значение S_m^z совпадали бы с классическими результатами при произвольном значении анизотропии, заметим, что классическое выражение /9/ для $\tilde{\rho}(\xi)$ напоминает по форме функцию распределения ферми-дирака для идеального газа с эквидистантным спектром /расстояние между уровнями в нужных единицах равно константе решетки, m_0 играет роль химпотенциала, константа анизотропии - роль обратной температуры/. Оказывается, что аналогию со статмеханикой идеального газа можно проследить и в квантовом решении. Действительно, при больших n , из /6/ можно вывести следующее выражение для вероятности, задаваемой амплитудой $B_{m_1 m_2 \dots m_n}$:

$$|B_{m_1 m_2 \dots m_n}|^2 = a_0 \exp[-2\sigma \sum_{i=1}^n m_i],$$

где константа a_0 не зависит от индексов m_i , $a_0 = \prod_{j=0}^{\infty} (1 + e^{-2j\sigma})$.

Это равенство выражает тот факт, что при больших n , как следует из /6/, перевернутые спины с малыми номерами i жестко закреплены на соседних узлах, а связь спинов с большими i определяется параметром, не зависящим от номера i : $v_i = e^{-\sigma}$. Выве-

* Очевидно, что в классическом решении достаточно рассматривать m_0 в интервале $[0, 1]$ /константа решетки $a=1$ /. Из этого ясно, что в континуальном приближении /слабая анизотропия/ m_0 выпадает из решения.

денное здесь выражение для $|V_{m_1 m_2 \dots m_n}|^2$ показывает, что задачи о вычислении $\rho_n(m)$ и A_n^{-2} в квантово-механической проблеме совпадают соответственно с задачами о нахождении чисел заполнения $p_n(m)$ и статсуммы Z_n идеального ферми-газа с эквидистантным спектром с фиксированным числом частиц n . Связь при этом устанавливают соотношения $2\sigma = \beta = \frac{1}{T}$, $A_n^{-2} = a_0 Z_n$, $\rho_n(m) = p_n(m)$. Используя эти равенства, из /7/ и /8/ можно получить статсумму и числа заполнения идеального газа в рамках канонического ансамбля.

Перейдем к рассмотрению статсуммы и чисел заполнения указанной системы в рамках большого канонического ансамбля. Поскольку идеальный ферми-газ с эквидистантным спектром /с конечной разностью между уровнями/ не является содержательной моделью статфизики ($E_0 \sim N^2$), требуется некоторое дополнительное исследование корректности преобразований и построений большого ансамбля. В частности, действуя по известным правилам при нахождении статсуммы, чисел заполнения и химпотенциала, следует проверить сходимость ряда для статсуммы $\tilde{Z}(\lambda) =$

$$= \sum_{N=0}^{\infty} \lambda^N Z_N. \quad \text{Учитывая, что } \lambda = \exp(\beta\mu),$$

$$p_m = (\exp(m-\mu)\beta + 1)^{-1}, \quad \mu = N_0 + \frac{1}{2} (\sum_m p_m = N_0),$$

$$Z_N = \frac{1}{a_0} A_N^{-2}, \quad \text{можно убедиться в том, что } \tilde{Z}(\lambda) = \frac{\exp(\frac{N_0}{2}\beta)}{a_0} \sum_{k=-\infty}^{\infty} e^{-\frac{k^2}{4}\beta} < \infty,$$

Отличие найденного здесь p_m от результата /8/ в рамках канонического ансамбля следует объяснить особенностями рассматриваемой модели идеального газа*.

Построения большого ансамбля для идеального газа по аналогии можно перенести в интересующую нас квантово-механическую задачу. Состояние, нормировочная константа A которого связана с $\tilde{Z}(\lambda)$, имеет при этом вид:

$$|\Phi_{N_0}\rangle = A \sum_{k=-\infty}^{\infty} e^{-\frac{k^2}{2}\sigma} |\Psi_{N_0+k}\rangle, \quad A^{-2} = \sum_{k=-\infty}^{\infty} e^{-k^2\sigma}. \quad /10/$$

Состояние $|\Phi_{N_0}\rangle$ сконструировано таким образом, что $\langle \Phi_{N_0} | S_m^z | \Phi_{N_0} \rangle = \frac{1}{2} \text{th}(\xi - \frac{1}{2})\sigma$, $\xi = m - N_0$, т.е. среднее значение продольной компоненты спина описывается классическим

* Любопытно, что рассматривая формально идеальный газ с расстоянием между уровнями $\sim N^{-1}$, можно прийти к содержательной модели статфизики, напоминающей одномерную модель релятивистского газа. В этом случае можно показать совпадение результатов обоих ансамблей.

выражением. Это равенство мы можем доказать и прямым вычислением, используя /8/. Состояние $|\Phi_{N_0}\rangle$ с экспоненциальной по N_0 точностью /см. выражение для энергии в /6// стационарно, $\mathcal{H}|\Phi_{N_0}\rangle = E_{DC}|\Phi_{N_0}\rangle$. Это состояние является линейной комбинацией тяжелых спиновых комплексов с разными n , коэффициенты комбинации при этом заданы гауссовским распределением с центром в N_0 / N_0 - среднее значение оператора $\hat{N} /$ и шириной порядка $\sigma^{-1/2}$. В модели Изинга /10/ сводится к кластеру из N_0 перевернутых спинов. Таким образом, мы нашли состояние, энергия которого и среднее значение S_m^z совпадают с соответствующими классическими результатами для ДС при любом значении анизотропии. Поскольку оно является комбинацией стационарных состояний с разными n , представляет интерес вычисление среднего значения S_m^z и сравнение с классическим результатом*. Прямой расчет с использованием /9/ и /11/ показывает, что

$$\langle \Phi_{N_0} | S_m^z | \Phi_{N_0} \rangle = \bar{p}(\xi) \exp[(\xi - \frac{1}{2})\sigma] = [2 \text{ch}(\xi - \frac{1}{2})\sigma]^{-1}.$$

Этот результат совпадает /при $m_0 = 1/2$ / с классическим результатом /4/. Следовательно, даже в области слабой анизотропии состояние $|\Phi_{N_0}\rangle$ является более полным аналогом классической

ДС, чем тяжелый спиновый комплекс. По-видимому, состояние $|\Phi_{N_0}\rangle$ выделено какой-то более глубокой причиной, например, принципом неопределенности. Подробное исследование этого вопроса, а также ряда других свойств $|\Phi_{N_0}\rangle$ не входит в задачу настоящего

обсуждения. Отметим лишь то, что предложенная здесь интерпретация классической ДС как линейная комбинация спиновых комплексов напоминает интерпретацию классической спиновой волны как линейная комбинация стационарных состояний гамильтониана /последняя комбинация известна как когерентное состояние//12/

Совпадение квантовых и классических результатов для спина $s = 1/2$ имеет место только при $m_0 = 1/2$. Такое значение m_0 можно получить, если дополнить классическое рассмотрение простым правилом квантования $\sum_m (\frac{1}{2} - S_m^z) = N_0$, где N_0 - целое число, учитывающим дискретность значений S_m^z . Такое правило квантования неоднократно использовалось авторами работ /5/. В случае $s > \frac{1}{2}$ условие $\sum_m (s - S_m^z) = N_0$ приводит, как показывает анализ, к 2s различным значениям m_0 , лежащим в интервале [0,1].

* Известно/12/, что ограничиваясь рассмотрением состояний с фиксированным n , невозможно добиться полного соответствия с классической картиной хотя бы потому, что $\langle \Psi_n | S_m^z | \Psi_n \rangle \neq 0$.

При $s \rightarrow \infty$ допустимы все значения m_0 из указанного интервала. Полученный результат легче всего понять в модели Изинга, где прямое рассмотрение показывает существование $2s$ различных ДС /различный остаток деления N_0 на $2s$ или, что то же самое, различное число спиновых отклонений в ближайшем к плоскости ДС узле/.

В заключение кратко остановимся на вкладе ДС в низкотемпературную термодинамику одномерного магнетика. Хотя квантовое рассмотрение проведено нами только для случая $s = 1/2$, есть основание считать, что качественно картина будет верна и при $s > \frac{1}{2}$. Другими словами, мы считаем, что при любом s в спектре разбитой цепочки имеется вырожденный /порядка N / уровень с энергией E_{DC} , состояние которого можно выбрать как в форме спиновых комплексов /фиксированное n /, так и в форме линейных комбинаций типа ДС /10/. В случае, когда остальные возбуждения системы /1/ /магноны, объемные комплексы/ лежат выше, рассмотренный уровень ДС будет определять полностью низкотемпературную термодинамику. В частности, теплоемкость будет иметь вид $c \sim \exp(-E_{DC}/T)$. Такой случай реализуется для спина $s = 1/2$ при $g > \frac{5}{3}$ ($\epsilon_M = 1 - \frac{1}{3} \cos k$). При $g < \frac{5}{3}$ энергия магнона $\epsilon_M < E_{DC}$ и $c \sim \exp(-\epsilon_M/T)$ вплоть до очень малых значений анизотропии, где начинают играть существенную роль объемные спиновые комплексы. Такое crossover -поведение раньше найдено в работе /11/ решением интегральных уравнений Янга-Годена. Здесь мы подчеркиваем прямую связь указанного поведения с наличием низколежащих ДС в одномерной цепочке спинов $s = 1/2$. При $s > \frac{1}{2}$, $\epsilon_M < E_{DC}$ и, следовательно, нет области по константе g , где ДС доминировали бы в низкотемпературной области. По-видимому, магноны в этих цепочках лежат ниже всех спиновых комплексов /это можно доказать в модели Изинга, в общем случае известно решение лишь для двухмагнетонных комплексов, которое подтверждает сказанное/, и они определяют низкотемпературную термодинамику анизотропной цепочки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Хуберт А. Теория доменных стенок в упорядоченных средах. "Мир", М., 1977.
2. Hilzinger H.R., Kronmuller H. phys.stat.sol.(b), 1972, 54, p.593.
3. Torrance J., Tinkham M. Phys.Rev., 1969, 187, p.587; Galam S. J.Phys., 1982, C15, p.529.
4. Елеонский В.М., Кирова Н.Н., Кулагин И.Е. ЖЭТФ, 1976, 71, с.2349; 1978, 74, с.1814.
5. Иванов Б.А., Косевич А.М. ЖЭТФ, 1977, 72, с.2000; Косевич А.М., Иванов Б.А., Ковалев А.С. ФНТ, 1977, 3, с.906; Иванов Б.А., Косевич А.М. Письма в ЖЭТФ, 1976, 24, с.495.

6. Иванов Б.А. ФНТ, 1977, 3, с.1036; Gochev I.G. Phys.Lett., 1982, A89, p.31.
7. Овчинников А.А. Письма в ЖЭТФ, 1967; 5, с.48; Гочев И.Г. ЖЭТФ, 1971, 61, с.1674.
8. Гочев И.Г. Письма в ЖЭТФ, 1977, 26, с.136.
9. Тюпкин Ю.С., Фатеев В.А., Шварц А.С. ЯФ, 1975, 22, с.622; Ковалев А.С., Косевич А.М. ФНТ, 1976, 2, с.913; Гочев И.Г. ОИЯИ, P17-80-770, Дубна, 1980.
10. Kulish P.P., Sklyanin E.K. Phys.Lett., 1979, 70A, p.461.
11. Johnson J.D., Bonner J.C. Phys.Rev., 1980, B22, p.251.
12. Zagury N., Rezende S.M. Phys.Rev., 1971, B4, p.201.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 мая 1982 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

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

D13-11182	Труды IX Международного симпозиума по ядерной электронике. Варна, 1977.	5 р. 00 к.
D17-11490	Труды Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1977.	6 р. 00 к.
D6-11574	Сборник аннотаций XV совещания по ядерной спектроскопии и теории ядра. Дубна, 1978.	2 р. 50 к.
D3-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
D13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
D1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
D1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
D11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
D4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
D4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
D2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
D10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
D1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
D1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 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. P17-82-390
К теории плоских доменных стенок в ферромагнетиках

Изучены плоские доменные стенки /ДС/ в ферромагнетике с обменной анизотропией. Точно решена одномерная дискретная задача о минимизации классического функционала энергии. Найдено стационарное состояние гамильтониана цепочки спинов $s=1/2$, энергия которого и средние значения S_m^z и S_m^x описываются соответствующими классическими выражениями. Сделан вывод о том, что классической ДС в квантовой картине соответствует линейная комбинация тяжелых спиновых комплексов. Обсужден вклад ДС в низкотемпературную термодинамику одномерных магнетиков.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Gochev I.G. P17-82-390
On the Theory of Plane Domain Walls in Ferromagnets

The plane domain walls (DW) in a ferromagnet with exchange anisotropy are investigated. The one-dimensional minimization problem for classical energy functional is exactly solved. The stationary state of the Hamiltonian for a $1/2$ spin chain, whose energy and expectation values of S_m^z and S_m^x are given by the corresponding classical expressions, is found. The conclusion is drawn that the classical DW corresponds in the quantum picture to a linear superposition of heavy spin complexes. The DW contribution to the low temperature thermodynamics of one-dimensional ferromagnets is discussed.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.