

**ПИННИНГ СОЛИТОНОВ  
В КРИСТАЛЛИЧЕСКОМ ПОЛЕ МАГНЕТИКА**

*Оценена и проверена в численном эксперименте с дискретной цепочкой энергия пиннинга солитонов в ферромагнетике Гейзенберга. Найден  $4\pi$ -кинк, закрепленный на цепочке спинов, критическое для солитонов магнитное поле и его связь с пределом скорости кинка. Полученные результаты сопоставлены с моделями с разным ангармонизмом в цепи Френкеля–Конторовой, дано сравнение амплитуды кинков и энергии пиннинга. Показано, что ограничение фазового пространства по скоростям солитонов в предложенной модели приводит к меньшей плотности кинков в кристалле  $CsNiF_3$  по сравнению с результатом модели Френкеля–Конторовой. Получено, что разница между плотностью солитонов в ферромагнетике Гейзенберга и в модели Френкеля–Конторовой для кристалла  $CsNiF_3$  увеличивается с ростом напряженности магнитного поля.*

Для описания уединенных волн в магнетиках, джозефсоновских контактах, оптических системах и в модели дислокаций в кристалле широко используется модель Френкеля–Конторовой (ФК), представляющая собой одномерную бесконечную цепочку атомов, связанных гармоническим взаимодействием и помещенных в периодический рельеф кристаллического поля [1]. В континуальном пределе динамика возбуждений в этой модели и в ферромагнетике Гейзенберга описывается уравнением Синус–Гордона (СГ) [2–3]. Исследования последних лет в основном связаны с анализом поправок к этому уравнению, вызванных реальной дискретностью систем. Проявлением ее является, в частности, пиннинг солитонов (барьер при смещении), определяемый разностью энергий конфигураций модели ФК с атомом и связью в центре симметрии солитона [4–5]. Учет прикрепления кинков к решетке необходим в современной теории солитонов. Иногда считается, что пиннинг можно не принимать во внимание из-за использования приближения континуальности микроструктуры кристалла [6]. Таким образом, данный вопрос является общим для различных областей теории солитонов не только из-за сходимости математического описания.

Особенности пиннинга (прикрепления) кинков в цепочке спинов ферромагнетика Гейзенберга позволяют найти и изучить закрепленный на цепочке солитон в виде записи единицы информации на носителе с линейным размером в несколько постоянных решетки. Это интересно как для развития информационных нанотехнологий, так и для объяснения некоторых известных экспериментальных данных о солитонном вкладе в низкотемпературные термодинамические свойства кристалла  $CsNiF_3$ , моделируемого цепочкой ферромагнетика Гейзенберга [3].

$$H = \sum_{n=-\infty}^{\infty} [-J(S_n S_{n+1}) + A(S_n^z)^2 - gm_B B^x S_n^x] \quad (1)$$

описывает энергию ферромагнетика Гейзенберга — кристалла CsNiF<sub>3</sub> [3]. Здесь  $m_B$  — магнетон Бора;  $g$  — гиромагнитное отношение;  $J$  — энергия обменного взаимодействия между соседними спинами  $S_n$ ;  $A$  — энергия анизотропии. Внешнее магнитное поле  $B^x$ , направленное вдоль оси  $x$ , разрушает симметрию в плоскости  $xy$ . Суммирование ведется по бесконечной цепочке, и предполагается, что плоскость “легкого намагничивания” — плоскость  $xy$  перпендикулярна оси цепочки  $z$ , вдоль которой пронумерованы атомы со спином  $S_n$ . Энергия анизотропии  $A > 0$  достаточно велика, чтобы вектор спина  $S_n$  был заключен преимущественно в плоскости  $xy$ .

Уравнение движения для проекций спинов на оси координат выражается через квантовые скобки Пуассона операторов проекций спинов и гамильтониана (1) в виде

$$i\hbar \frac{\partial S_n^\theta}{\partial t} = [S_n^\theta, H], \quad (2)$$

где  $\hbar$  — постоянная Планка;  $\theta$  принимает значения  $x, y, z$ ;  $S_n^\theta$  — проекция спина на ось  $\theta$ . Считаем спин  $S_n$  классическим вектором длиной  $S$ , направление которого определяется двумя углами —  $\Phi$  и  $\alpha$ :

$$S_n = S(\cos \alpha_n \cos \Phi_n, \cos \alpha_n \sin \Phi_n, \sin \alpha_n). \quad (3)$$

Учтем наличие плоскости легкого намагничивания при условии, что энергия анизотропии достаточно велика ( $A \gg gm_B B^x / S$ ) и  $\alpha \rightarrow 0$ . Используя коммутационные соотношения для проекций моментов количества движения, получим из соотношения (2) уравнения вида

$$\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Phi_n = 2AS \sin \alpha_n; \quad (4)$$

$$\hbar \frac{\partial}{\partial t} \alpha_n = JS(\sin(\Phi_{n+1} - \Phi_n) - \sin(\Phi_n - \Phi_{n-1})) - gm_B B^x \sin \Phi_n. \quad (5)$$

Введем величину  $a_1 = m_B g B^x / JS$  нормированного внешнего магнитного поля. Подставляя производную угла  $\alpha_n$ , найденную из уравнения (4), в (5), получаем, что конфигурация бегущей волны в модели Гейзенберга с плоскостью легкого намагничивания с гамильтонианом (1) описывается уравнением

$$\sin(\Delta \Phi_{n+1}) - \sin(\Delta \Phi_n) = a_1 \sin \Phi_n + (v^2/c^2) \Phi_n^{(2)}, \quad (6)$$

где  $c^2 = 2AJS^2 \hbar^2 / \hbar^2$ ;  $v$  — фазовая скорость;  $h$  — межатомное расстояние в цепочке;  $\Delta \Phi_n = \Phi_n - \Phi_{n-1}$  и  $\Delta \Phi_{n+1} = \Phi_{n+1} - \Phi_n$ ;  $\Phi_n^{(2)}$  —

вторая производная угловой переменной по координате бегущей волны  $z = nh - vt$ ,  $t$  — время. Поэтому в общем виде последнее слагаемое в уравнении (6) есть  $(d^2\Phi/dt^2)/c^2$ , а само уравнение (6) аналогично уравнению СГ, если в его левой части заменить значения синусов их аргументами и перейти к непрерывному пределу по  $z$  [3]. Такая замена ограничивает нас гладкими и протяженными решениями модели ФК, которые не закреплены на решетке атомов и могут иметь значения скорости от нуля до  $v = c$ .

Известно, что численно строить статические солитоны при помощи уравнения (6) можно при величинах  $a_1$  магнитного поля вплоть до критического для кинков значения  $a_1 = 0,2723$ . Для движущихся солитонов критическое поле, при котором кинк разрушается, быстро падает с ростом его скорости [3]. Однако анализ нейтронографии кристалла  $\text{CsNiF}_3$  в работах [2, 3] проводился в рамках классической и квазиклассической моделей ФК. В классической модели солитонный вклад в рассеяние нейтронов для продольных компонент спинов на 80 % превышал вклад, найденный в эксперименте. На 50 % уменьшили этот вклад квантовые поправки квазиклассического подхода [3]. Модель ФК считали одной из многих причин различия между теорией и экспериментально найденным солитонным вкладом в амплитуды рассеяния нейтронов и теплоемкость  $\text{CsNiF}_3$  [3]. Поэтому актуальность нашего рассмотрения дискретности и ангармонизма уравнения (6) состоит в большем согласии с экспериментальными данными его решений, чем решений модели ФК.

Цели работы — найти критическую для солитона, определяемого уравнением (6), напряженность магнитного поля, ее зависимость от предела скорости кинка и волновой профиль критического солитона. Сблизить предсказания модели ФК и экспериментальные данные, пропорциональные плотности кинков, на 30 % оценив разницу между плотностью солитонов в ферромагнетике Гейзенберга и в модели ФК для кристалла  $\text{CsNiF}_3$  в магнитном поле и оценить связь энергий пиннинга кинков и величины магнитного поля в ферромагнетике Гейзенберга.

Используем симметрию задачи о кинках в магнетике, для которых относительное изменение угла вектора спина  $\Delta\Phi$  всегда одного знака (для магнетика будем считать кинком неубывающую функцию). В левой части уравнения (6) функцию  $\sin(\cdot)$  интерполируем полиномом, передающим экстремальный вид кривой  $L = \sin(\Delta\Phi_n)$  на отрезке от 0 до  $\pi$ . Полиномы  $L_2$  и  $L_3$  проведем через точки  $0, \frac{\pi}{2}, \pi$  и  $0, \frac{\pi}{6}, \frac{\pi}{3}, \frac{2\pi}{3}$ , соответственно

$$L_2 = 1 - (\Delta\Phi_n - \pi/2)^2 / (\pi/2)^2; \quad (7)$$

$$L_3 = \frac{18}{\pi^3} \Delta \Phi_n \left( -d \Delta \Phi_n^2 - q\pi \Delta \Phi_n + \frac{32 - 11\sqrt{3}}{72} \pi^2 \right), \quad (8)$$

где  $d = \frac{5\sqrt{3}}{4} - 2$ ,  $q = 2 - \frac{27\sqrt{3}}{24}$  — числовые константы. Введем величины  $a = a_1(\pi/4)$  и  $\Gamma = 1/\pi$ . Последняя имеет смысл постоянной ангармонизма взаимодействия спинов. Подставив (7), (8) в уравнение (6), получим

$$(\Delta \Phi_{n+1} - \Delta \Phi_n)(1 - \Gamma(\Phi_{n+1} - \Phi_{n-1})) = a \sin \Phi_n + (\pi/4)(v^2/c^2)\Phi_n^{(2)}; \quad (9)$$

$$\frac{18}{\pi^3}(\Delta \Phi_{n+1} - \Delta \Phi_n)(-d(\Delta \Phi_{n+1}^2 + \Delta \Phi_{n+1}\Delta \Phi_{n-1} + \Delta \Phi_{n-1}^2) - q\pi(\Phi_{n+1} - \Phi_{n-1}) + \frac{32 - 11\sqrt{3}}{72}\pi^2) = a_1 \sin \Phi_n + (v^2/c^2)\Phi_n^{(2)}. \quad (10)$$

Уравнение (9) описывает ангармоническую цепочку ФК с постоянной ангармонизма  $\Gamma$ . Переходя к непрерывной координате, имеем

$$B\Phi^{(2)} - 2\Gamma\Phi^{(1)}\Phi^{(2)} = a \sin \Phi; \quad (11)$$

$$\beta\Phi^{(2)} - \frac{18}{\pi^3}\Phi^{(2)} \left[ 3d\Phi^{(1)2} + 2q\pi\Phi^{(1)} \right] = a_1 \sin \Phi, \quad (12)$$

где  $B = 1 - (\pi/4)(v^2/c^2)$  и  $\beta = \frac{32 - 11\sqrt{3}}{4\pi} - v^2/c^2 = 1,03 - v^2/c^2$ . Первое слагаемое в параметре  $\beta$  на 3% отличается от единицы — производной функции  $\sin(\Delta \Phi_n)$  при нулевом аргументе. Оценка параметра квадрата скорости кинка по уравнению (12) надежнее, чем с помощью уравнения (11), для которого аналогичный параметр дает ошибку  $(4/\pi - 1) = 0,273$ . Результаты описания ферромагнетика уравнениями (6), (11) и (12) качественно одинаковы. Уравнение (11) наглядно показывает связь нашей модели с моделью ФК, в которой постоянная ангармонизма межатомного взаимодействия достигает значения  $\Gamma = 1/\pi$ . Решения солитонного типа для уравнений (11) и (12) имеют место, если величины поля в них меньше критических значений

$$a = B^3/48\Gamma^2; \quad (13)$$

$$a_1 = \pi \frac{8\frac{q^4}{d^2} + 2\frac{q^2\pi\beta}{d} + \frac{\pi^2\beta^2}{12} - 2q\sqrt{\frac{2}{d} \left[ \frac{\pi^3\beta^3}{27} + \frac{2q^2\pi^2\beta^2}{3d} + \frac{4q^4\pi\beta}{d} + \frac{8q^6}{d^3} \right]}}{36d}. \quad (14)$$

Полагая  $B = \beta = 1$ , находим критическое поле  $a = \pi^2/48$  (или  $a_1 = \pi/12 = 0,262$ ) для уравнения (11) и  $a_1 = 0,277$  для уравнения (12).

Скорость солитона ограничена предельной величиной, меньшей, чем скорость  $c$  длинноволновых магнонов или скорость звука в цепочке ФК. Решения уравнения (11) могут быть получены из выражения

$$(4\Gamma/B)\Phi^{(1)} = 1 + 2 \cos((2\pi j + \arccos(1 + C - 48a\Gamma^2/B^3(1 - \cos \Phi)))/3), \quad (15)$$

где  $j = 0, 1, 2$ ;  $C$  — константа интегрирования. Для кинков  $C = 0$ . Найденные решения позволяют вычислить амплитуды деформаций связей  $\Phi_{\max}^{(1)}$  (при  $\Phi = \pi$ ) (рис. 1, 2):

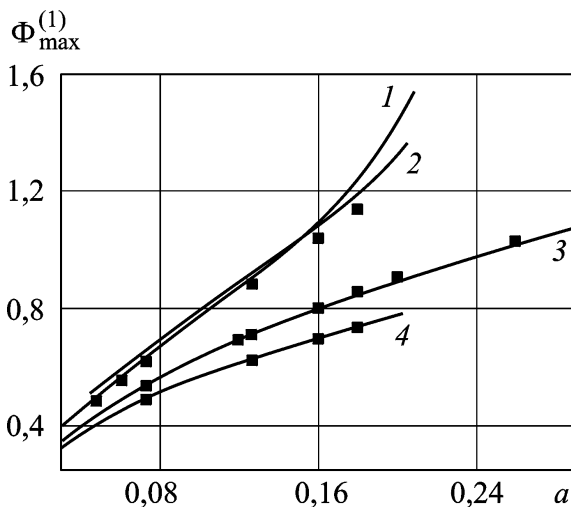
$$4\Gamma\Phi_{\max}^{(1)} = 1 + 2 \cos((2\pi j + \arccos(1 - 96a\Gamma^2))/3).$$

Из сравнения с точным численным решением дискретной задачи (6) (см. рис. 1, 2) по этой зависимости и аналогичной для уравнения (12) следует, что континуальное уравнение (12), с точностью до 5% справедливо при  $a < 0,18$ , а для уравнения (11) имеем согласие с результатами численного расчета по уравнению (6) при меньших величинах ангармонизма.

При критическом значении поля  $a = 1/48\Gamma^2 = 0,2056$  из уравнения (15) следует точно найденный профиль кинка с топологическим зарядом 2

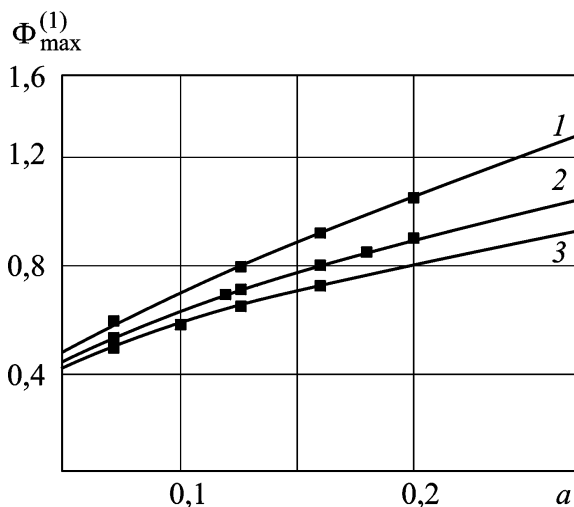
$$\Phi(z) = 6 \operatorname{arctg} \left( \sqrt{3} \operatorname{th} \frac{\sqrt{3}z}{24\Gamma} \right). \quad (16)$$

На отрезке  $0 < \Phi < 2\pi$  уравнение (15) дает три ветви решений



**Рис. 1. Зависимости амплитуд солитонов от величины поля:**

1, 4 — амплитуды, найденные по уравнению (15) для солитона растяжения и сжатия ангармонической цепочки ФК ( $\Gamma = 1/\pi$ ) соответственно (точки — значения амплитуд, полученные по уравнению (9)); 2 — амплитуды, найденные по уравнению (12) для кинка в магнетике; 3 — кинки модели ФК ( $\Gamma = 0$ )



**Рис. 2.** Зависимости от величины поля амплитуд солитонов, найденных по уравнению (15) (точки — значения амплитуд, полученные по уравнению (9)): 1, 3 — солитоны растяжения и сжатия ангармонической цепи ФК ( $\Gamma = 1/5$ ) соответственно; 2 — кинки модели ФК ( $\Gamma = 0$ )

модели ФК:

$$(4\Gamma/B)\Phi^{(1)} = 1 - 3^{1/2} \sin s - \cos s, \quad (4\Gamma/B)\Phi^{(1)} < 0; \quad (17)$$

$$(4\Gamma/B)\Phi^{(1)} = 1 + 3^{1/2} \sin s - \cos s, \quad (4\Gamma/B)\Phi^{(1)} > 0; \quad (18)$$

$$(4\Gamma/B)\Phi^{(1)} = 1 + 2 \cos s, \quad (4\Gamma/B)\Phi^{(1)} > 0, \quad (19)$$

где  $s = \arccos((1+C-(48a\Gamma^2/B^3(1-\cos\Phi))/3)$ . Первая ветвь решений (17) должна быть отброшена при анализе цепочки спинов. Ее нет в исходном уравнении (6), так как мы ограничились областью  $\Phi^{(1)} > 0$ . Но остальные решения уравнения (11) связывают ферромагнетик и ангармонизм в модели ФК [7, 8]. Для величин  $(4\Gamma/B) |\Phi^{(1)}| \ll 1$  уравнения (17) и (18) дают решения модели ФК. Третья ветвь решений (19) может быть решением и для ферромагнетика, где ранее ее не исследовали. Фазовые траектории (15) разделены сепаратрисами, отвечающими значениям констант  $C = 0$ ,  $C = 96a\Gamma^2/B^3 - 2$ . При  $a = B^3/48\Gamma^2$  сепаратрисы отвечают одному значению константы интегрирования  $C = 0$ , сливаются и дают профиль (16). Кинк в цепи спинов — это солитон растяжения модели ФК с постоянной ангармонизма в цепи  $\Gamma = 1/\pi$ .

Нормированная на величину  $JS^2$  энергия системы (1) равна

$$E = \sum_{n=1}^{\infty} (-\cos \alpha_n \cos \alpha_{n+1} \cos(\Phi_{n+1} - \Phi_n) + \sin \alpha_n \sin \alpha_{n+1}) + (A/J) \sin^2 \alpha_n - (m_B g B^x / JS) \cos \alpha_n \cos \Phi_n. \quad (20)$$

Для системы спинов с легкой плоскостью намагничивания, когда спины не выходят из этой плоскости, выражение для энергии упрощается. Если вектор спина  $S_n$  заключен в плоскости  $xy$ , то с точностью до отброшенной постоянной величины  $N(-a_1 - 1)$ , где  $N$  — число атомов в цепочке, из формулы (20), учитывая уравнение (4), получаем выражение для энергии ферромагнетика

$$E = \sum_{n=1}^{\infty} [2 \sin^2((\Phi_{n+1} - \Phi_n)/2) + 2a_1 \sin^2(\Phi_n/2) + (d\Phi_n/dt)^2/2c^2]. \quad (21)$$

Это выражение позволяет рассчитывать энергии различных конфигураций цепочки. Получив из уравнения (6) все значения  $\Phi_n$ , сравним энергии двух типов солитонов. Солитон типа “А” содержит в своем центре вектор спина в неустойчивом положении с углом  $\Phi_n = \pi$ . Он направлен против направления внешнего магнитного поля. Угол между этим вектором спина с  $\Phi_n = \pi$  и его ближайшими соседями по цепочке спинов есть амплитуда солитона “А”. Амплитуды солитонов зависят от величин поля (см. рис. 1, 2). В центре солитона “В” расположена связь между двумя векторами спинов, которые направлены симметрично относительно вектора, обратного приложенному внешнему магнитному полю. Соответственно угол между двумя векторами спинов магнетика, которые образуют спин-спиновую связь, в центре кинка “В” есть его амплитуда. В случае “В” значение этой угловой деформации цепочки спинов в магнитном поле всегда несколько больше, чем угол между спинами в центре кинка типа “А”, где имеет место вектор спина, направленный строго под углом  $\Phi = \pi$ . В целом полная энергия кинка “А” оказывается всегда больше, чем полная энергия кинка “В”. Разница между значениями энергий кинков этих двух типов есть энергия пиннинга солитонов в магнетике (рис. 3).

Энергия пиннинга солитонов, описываемых уравнением (6),

$$E_p = 32\pi^2 / \text{sh}(\pi^2((\cos \Phi_{\max}^{(1)})/a_1)^{1/2}). \quad (22)$$

Приближенно для ангармонической цепи модели ФК из уравнения (11) имеем

$$E_p = 64\pi^2 \exp(-\pi^2((1 - 2\Gamma\Phi_{\max}^{(1)})/a)^{1/2}). \quad (23)$$

Очевидно, что кинк с волновым профилем вида (16) закреплен в цепочке. Отличие величин пиннинга в ангармонической цепочке (23) от пиннинга в ферромагнетике (22) состоит не в линейном изменении амплитуды  $\Phi_{\max}^{(1)}$  в аргументе экспоненты при одинаковом характере роста энергии пиннинга до максимальных значений при  $\Phi_{\max}^{(1)} = \pi/2$ . Разные значения  $\Phi_{\max}^{(1)}$  рассчитаны для выражения (23) по формуле (15) (рис. 3, кривая 1) и для выражения (22) по уравнению (12) (рис. 3,

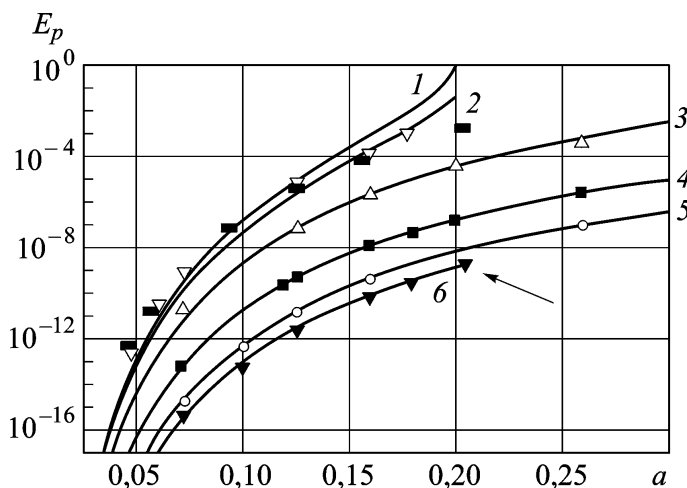


Рис. 3. Зависимости энергии пиннинга от величины внешнего поля

кривая 2). По соответствующим итерационным процедурам (6) и (9), которые определяют все необходимые величины  $\Phi_n$  для расчета энергии с помощью выражения (21), получены значения энергии пиннинга в ферромагнетике и в ангармонической цепочке (см. рис. 3) для различных величин внешнего поля  $a = a_1(\pi/4)$ . Пиннинг спинов не мал по сравнению с моделью ФК.

На рис. 3 приведены результаты расчетов зависимости энергии пиннинга от величины внешнего поля: 1 — соответствует выражению (23) для солитона растяжения в цепочке с постоянной ангармонизма  $\Gamma = 1/\pi$ ; 2 — выражению (22) для солитона уравнения (12) в цепочке спинов; результат итерационной процедуры решения дискретного уравнения (9) (при  $\Gamma = 1/\pi$ ) отмечен квадратами; светлыми треугольниками отмечен результат итерационной процедуры решения уравнения (6) для солитонов в магнитном поле; 3 — зависимость (23) (при  $\Gamma = 0,2$ ); результат решения дискретного уравнения (9) (при  $\Gamma = 0,2$ ) отмечен на ней светлыми треугольниками; 4 — зависимость (23) при  $\Gamma = 0$ , квадратами на ней отмечены результаты численного расчета по уравнению (9) (при  $\Gamma = 0$ ); 5 — соответствует выражению (23) для солитона сжатия в цепочке с постоянной ангармонизма  $\Gamma = 0,2$ ; результат решения уравнения (9) (при  $\Gamma = 0,2$ ) отмечен светлыми кружками; 6 — соответствует выражению (23) для солитона сжатия в цепочке с постоянной ангармонизма  $\Gamma = 1/\pi$ , результаты решения дискретного уравнения (9) при  $\Gamma = 1/\pi$  отмечены на кривой темными треугольниками; стрелкой показана энергия пиннинга солитона сжатия модели ФК с ангармонической цепочкой, который получен из уравнения (11) в виде

$$\Phi(z) = 6 \operatorname{arctg}[1/(3^{-1/2} + \exp(3^{1/2}z/12\Gamma))].$$



Энергия солитона (21) в ферромагнетике для уравнения (12) определяется выражением

$$E = \sum_{n=1}^{\infty} \left( \Phi_n^{(1)2} - \frac{18}{\pi^3} \left[ 3d\Phi_n^{(1)4}/4 + 2q\pi\Phi_n^{(1)3}/3 \right] \right). \quad (24)$$

В первом порядке по возмущению модели ФК оценка этой энергии при величине поля  $a_1 = 0,277$  на 10% меньше, чем в модели ФК. Она равна

$$E = 8\sqrt{\frac{a_1}{\beta}} - \frac{288}{\pi^3} d \left( \frac{a_1}{\beta} \right)^{\frac{3}{2}} - \frac{48}{\pi} q \frac{a_1}{\beta}. \quad (25)$$

Солитонные решения рассматривались ранее как элементарные возбуждения системы наряду с возбуждениями малой амплитуды — магнонами. При достаточно низких температурах  $T$ , когда плотность солитонов мала, их представляли как идеальный газ невзаимодействующих квазичастиц. При наличии кинка в системе функция распределения Гиббса по координате на длине  $L$  и до импульса  $p_c$ , отвечающего критической скорости кинка, определена [3] как

$$Z = \int_0^L \int_0^{p_c} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dz dp/b, \quad (26)$$

где  $b$  — нормировочная постоянная. Выражение (25) дает дифференциал

$$dp = \frac{1}{c^2} \left( 8\sqrt{a_1} - \frac{864}{\pi^3} d \frac{a_1^{3/2}}{\beta^{5/2}} - \frac{96}{\pi} q \frac{a_1}{\beta^2} \right) dv, \quad (27)$$

где скорость кинка  $v = dE/dp$ . Тогда, вычислив интеграл (26), получим

$$Z = (L/cb) \exp(-e/kT) (kT/e)^{1/2} A_1 \int_0^{X_c} \exp(-X^2/2) dX + \varepsilon; \quad (28)$$

$$A_1 = 8\sqrt{a_1} - \left( 864d\sqrt{a_1^3}/\pi^3 + 96qa_1/\pi \right) - \left( 864d\sqrt{a_1^3}/\pi^3 + 48qa_1/\pi \right) kT/e;$$

$$X_c = \sqrt{\frac{e}{kT}} \frac{v_c/c}{\sqrt{1 - v_c^2/c^2}};$$

$$\begin{aligned} \varepsilon = & (L/cb) \exp(-e/kT) (kT/e)^{3/2} \times \\ & \times \left( 864d\sqrt{a_1^3}/\pi^3 + 48qa_1/\pi \right) X_c \exp(-X_c^2/2). \end{aligned}$$

Здесь  $e = 8a_1^{1/2} JS^2$  — энергия покоя солитона;  $v_c$  — критическая скорость;  $\varepsilon$  — точность разложения. Для модели ФК в выраже-

нии (28) величина  $A_1 = 8\sqrt{a_1}$  и предел интеграла вероятности равен  $X_c(v \rightarrow c) \rightarrow \infty$  [3].

Экспериментально определенными являются следующие параметры для системы  $\text{CsNiF}_3$ :  $J/k = 23$  К,  $A/k = 5$  К,  $S = 1$ ,  $g = 2,4$ . Температура в экспериментах по рассеянию нейтронов обычно равна  $T = 12$  К при величине магнитного поля  $10^4$  Гс. При этих параметрах величина  $Z$  в выражении (28) на 16 % меньше, чем найденная в работе [3]. Величина  $Z$  пропорциональна плотности кинков, и с учетом антикинков плотность солитонов в магнетике на 32 % меньше, чем найденная в работе [3]. Поэтому солитонный вклад в экспериментально наблюдаемые амплитуды рассеяния нейтронов (величины, пропорциональные числу кинков) меньше, чем в модели ФК. Это согласуется с экспериментальными данными работы [3].

**Выводы.** Разница плотности кинков в ферромагнетике Гейзенберга и модели ФК растет с увеличением напряженности магнитного поля. Актуальность изучения перехода к режиму без солитонов в магнетике в настоящее время обусловлена появлением мощных магнитов и спиновых нанотехнологий. Оценка энергии пиннинга показывает, что критический  $4\pi$ -кинк предельно закреплен в цепочке. Найдено его критическое поле и связь величин поля с пределом скорости кинков. Показано, что кинк в цепочке спинов — это кинк растяжения в модели ФК с конкретной постоянной ангармонизма в цепочке. Эти результаты согласуются с экспериментальными данными [3] и важны для всех теорий, основанных на модели ФК. В ферромагнетике пиннинг иной и сильнее, чем в модели ФК, даже в слабом ( $10^4$  Гс) поле. Объединение модели Ферми–Пасты–Улама и уравнения СГ ограничивает скорости солитонов предельной величиной, меньшей, чем скорость  $c$ , длинноволновых магнонов или скорость звука в цепочке ФК.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Конторова Т. А., Френкель Я. И. К теории пластической деформации и двойникования. Ч. I. // ЖЭТФ. – 1938. – Т. 8, вып. 1. – С. 89–95. Ч. II. ЖЭТФ. – 1938. – Т. 8, вып. 12. – С. 1340–1348.
2. Miksek A. H. J. Solitons in one-dimensional magnets // J. Appl. Physics. – 1981. – V. 52, no. 3. – P. 1950–1955.
3. Изюмов Ю. А. Солитоны в квазиодномерных магнетиках и их исследование с помощью рассеяния нейтронов // Успехи физических наук. – 1988. – Т. 155. – С. 553–592.
4. Vak P. Commensurate and incommensurate phases // Rep. Progr. Phys. – 1982. – V. 45. – P. 589–629.
5. Люксютов И. Ф., Наумовец А. Г., Покровский В. Л. Двумерные кристаллы. – Киев: Наук. думка, 1988. – 290 с.
6. Porybov A. V. Influence of internal fine structure on propagation of strain solitary waves in crystals // Proceedings of the XXXVI Summer school Conference "Advanced Problems in Mechanics – APM 2008". – 539(2008).

7. Беклемишев С. А., Клочихин В. Л. Солитоны в ангармонической цепочке модели Френкеля–Конторовой // Письма в журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1994. – Т. 60, № 2. – С. 99–103.
8. Беклемишев С. А., Клочихин В. Л. Динамика ангармонической цепочки в модели Френкеля–Конторовой // Физика твердого тела. – 1995. – Т. 37, № 1. – С. 150–159.

Статья поступила в редакцию 26.06.2008

Сергей Андреевич Беклемишев окончил МХТИ им. Д.И. Менделеева в 1985 г. Канд физ.-мат. наук, доцент кафедры математики Московского государственного университета приборостроения и информатики. Автор 15 научных работ в области физики твердого тела.

S.A. Beklemishev graduated from the Moscow Institute for Chemistry and Technology n.a. D.I. Mendeleev in 1985. Ph. D. (Phys.-Math.), assoc. professor of department of mathematics of the Moscow State University for Instrumental Engineering and Information Technology. Author of 15 publications in the field of physics of solids.

Владимир Леонидович Клочихин окончил МИФИ в 1977 г. Д-р физ.-мат. наук, профессор Московского государственного университета приборостроения и информатики. Автор 115 научных работ в области физики твердого тела.

V.L. Klochikhin graduated from the Moscow Institute for Physics and Technology in 1977. D. Sc. (Phys.-Math.), professor of the Moscow State University for Instrumental Engineering and Information Technology. Author of 115 publications in the field of physics of solids.

---

### **В издательстве МГТУ им. Н.Э. Баумана в 2008 г. вышла в свет книга**

#### **Колесников К.С.**

Рассказ о моей жизни. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2008. – 360 с.

Автобиографическая книга профессора МГТУ им. Н.Э. Баумана, академика РАН Константина Сергеевича Колесникова представляет собой яркое жизнеописание человека интереснейшей судьбы. Перед нами история личности на фоне крупнейших событий двадцатого столетия, пример целеустремленности фронтовика-бауманца, который жаждал учиться и добился максимальной самореализации.

Читатель — студент или выпускник МГТУ им. Н.Э. Баумана — почерпнет из этой книги немало ценной информации о развитии университета во второй половине XX в., воспитании молодежи, замечательных ученых, блестящих педагогах, которыми по праву гордится наша alma mater.

Неподдельная искренность автора, рассказывающего о пройденном им пути, побуждает к серьезному размышлению, поиску ответов на волнующие современника вызовы нынешней эпохи.

По вопросам приобретения обращаться по тел. (499) 263-60-45;  
e-mail: [press@bmstu.ru](mailto:press@bmstu.ru)