по удельному сопротивлению и содержанию железа наиболее близок к исследованным в [2, 5]. Величины $g_{05}=6$, $g_{15}=12$ и $g_{04}=10$, согласно модели [4], где переход из основного в возбужденное состояние Fe^{3+} и перезарядка до Fe^{2+} соответствуют изменению термов $^6A\ (t^3e^2s^0) \rightarrow {}^6E\ (t^3e^1s^1) \rightarrow {}^5E\ (t^3e^1s^0)$.

Расчетная зависимость $p\ (T)$ хорошо согласуется с экспериментальной на рисунке при $E_{04}-E_{05}=E_v+0.56$ эВ и $\omega_{ph}=4\cdot10^{12}$ с$^{-1}$. Последний результат свидетельствует, что при переходе в зарядовое состояние Fe^{2+} происходит еще большее, чем в возбужденном состоянии Fe^{3+}, ослабление силовых постоянных в окрестности дефекта и сдвиг резонансного пика до частоты порядка 0.1 частоты Дебая GaAs.

Литература

[1] *Демидов Е. С.* ФТТ, 1985, т. 27, № 6, с. 1896—1898.
[2] *Haisty R. W.* Appl. Phys. Lett., 1965, vol. 7, N 8, p. 208—210.
[3] *Курбатов Л. Н., Мочалкин Н. Н., Бритов А. Д., Омельяновский Э. М., Соловьев Н. Н.* ФТП, 1969, т. 3, № 4, с. 620—621.
[4] *Демидов Е. С.* ФТТ, 1977, т. 19, № 1, с. 175—180.
[5] *Haisty R. W., Cronin G. R.* Proc. 7th Conf. of Phys. Semicond., Paris, 1964, p. 1164.

Горьковский государственный университет им. Н. И. Лобачевского
ГИФТИ
Горький

Поступило в Редакцию
16 декабря 1987 г.

УДК 538.22

Физика твердого тела, том 30, в. 6, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 6, 1988

СОЛИТОНЫ В ДИСКРЕТНОЙ СПИНОВОЙ ЦЕПОЧКЕ

А. Н. Гончарук

В настоящее время интенсивно исследуются нелинейные возбуждения в магнетиках [1]. В подавляющем большинстве теоретических работ на эту тему исходные решеточные модели с самого начала подменяются более простыми континуальными. В немногочисленных публикациях, учитывающих дискретность магнетика, рассматривались лишь стационарные решения в отсутствие одноионной анизотропии [2-6]. Вопрос о существовании и свойствах нестационарных нелинейных возбуждений остается открытым.

В данной работе доказано существование слабонелинейных динамических двухпараметрических солитонов (просто солитонов всюду ниже) в дискретной модели одномерного одноосного магнетика с ферромагнитным (ФМ) упорядочением при наличии как межионной (МА), так и одноионной (ОА) анизотропии. Выписано в явном виде и проанализировано соответствующее решение. Показано, в частности, что совместный учет дискретности и ОА приводит к возможности существования нового (по сравнению с континуальным случаем) типа солитонов.

Гамильтониан цепочки спинов $\mathbf{S}_n$ ($\mathbf{S}_n^2=S^2$) брался в виде

$$\mathcal{H} = -J^x \sum_n (S_n^x S_{n+1}^x + S_n^y S_{n+1}^y) - J^z \sum_n S_n^z S_{n+1}^z - A \sum_n (S_n^z)^2 - H \sum_n S_n^z. \tag{1}$$

Внешнее магнитное поле (пропорциональное H) предполагается столь большим, сколь это необходимо для обеспечения ФМ, т. е. $\mathbf{S}_n=(0, 0, S)$, основного состояния. Следующие из (1) уравнения движения имеют вид ($S_n^+ \equiv S_n^x + iS_n^y$)

$$\left.\begin{aligned} i\dot{S}_n^+ &= S_n^+ [H + 2AS_n^z + J^z (S_{n+1}^z + S_{n-1}^z)] - J^x (S_{n+1}^+ + S_{n-1}^+) S_n^z, \\ |S_n^+|^2 &+ (S_n^z)^2 = S^2. \end{aligned}\right\} \tag{2}$$

Солитонное решение искалось в том же виде, что и в континуальном случае, т. е. как модулированная спиновая волна (СВ) [1],

$$S_n^+(t) = S^+(n - vt)\, e^{ikn - i\omega t}, \quad |S^+(n - vt \to \pm\infty)| \to 0, \tag{3}$$

отличие однако состоит в том, что здесь k ограничено, $-\pi < k < \pi$. Как и в континуальной модели, рассматриваем далее уравнения (2), (3) для $n-\vartheta t \to \pm\infty$, где их можно линеаризовать. Это дает $|S^+(n-vt)| \sim \sim \exp(-\varkappa\, |n-vt|)$, $\varkappa > 0$, и

$$\left.\begin{aligned} v &= 2SJ^x \operatorname{sh}\frac{\varkappa}{\varkappa}\sin k, \\ \omega &= H + 2SA + 2SJ^z - 2SJ^x \operatorname{ch}\varkappa\cos k = \omega(k) - 2SJ^x(\operatorname{ch}\varkappa - 1)\cos k, \end{aligned}\right\} \tag{4}$$

здесь $\omega(k)$ — частота СВ с волновым вектором k. Соответствующие выражения в континуальном случае получаются из (4), если провести разложение по $\varkappa \sim |k| \ll 1$ до второго порядка включительно. О следствиях, к которым приводит отличие (4) от того, что имеет место в континуальной модели, будет сказано ниже. Отметим лишь, что (4) делает почти неизбежным выбор в качестве независимых параметров солитона именно $\varkappa$ и k, а не v и ω.

Решающий момент, позволяющий обойти проблему дифференциально-разностных уравнений (2), состоит в следующем. Если подставить (3) в (2), то пространственно-временная зависимость, обусловленная собственно СВ ($S_n^+ \sim \exp(ikn - i\omega t)$), сокращается, уходит в некоторые постоянные коэффициенты. Это означает, что для солитонов с плавной модуляцией уравнения (2) сведутся к дифференциальным уравнениям невысокого порядка. Подчеркнем, что плавная модуляция вовсе не означает плавной зависимости от координаты; эта зависимость может быть «сколь угодно» резкой за счет выбора $k \sim \pm\pi$.

Сказанное выше было реализовано путем строгого применения соответствующей теории возмущений. Именно предполагалось, что $S^+(n-vt) = S^+[\varkappa(n-vt)]$. Затем ряды для искомых функций ($S^+ \equiv \rho \exp i\psi$)

$$\rho[\varkappa(n - vt)] = \sum_{n=0}^{\infty} \varkappa^n \rho_n[\varkappa(n - vt)] \equiv \sum_{n=0}^{\infty} \rho_n(n - vt), \tag{5}$$

для ψ точно так же, а также для v и ω, согласно (4), подставлялись в (2), (3) и приравнивались слагаемые одинаковых порядков. Оказалось, что $\rho_0 = \psi_0 \equiv 0$, а для ρ_1 и ψ_1 необходимое нам локализованное решение существует при условии

$$\frac{J^x \cos k}{\omega_0(k)} > 0 \tag{6}$$

и имеет вид

$$\left.\begin{aligned} \rho_1(n - vt) &= \varkappa\sqrt{\frac{2SJ^x\cos k}{\omega_0(k)}}\,\frac{1}{\operatorname{ch}[\varkappa(n - vt)]}, \\ \psi_1(n - vt) &= \frac{\varkappa}{2}\operatorname{tg} k\left[1 + \frac{2SJ^x\cos k}{\omega_0(k)}\right]\operatorname{th}[\varkappa'(n - vt)], \end{aligned}\right\} \tag{7}$$

здесь $\omega_0(k) = 2SA + 2SJ^z - 2SJ^x\cos k$ — частота СВ в отсутствие внешнего поля (на фоне ФМ основного состояния).

Пространственно-временная зависимость в (7) такая же, как и в континуальной модели. Однако имеется еще зависимость от параметра k, и здесь она совершенно иная. Наиболее интересным следствием этого различия является наличие нового типа солитонов. Это следует уже из анализа (4), в котором, однако, следует положить $\operatorname{sh}\varkappa/\varkappa \to 1$ и $\operatorname{ch}\varkappa \to 1 + \varkappa^2/2$, так как для всех значений $\varkappa$ существование солитонов (3) нами не доказано. Рассмотрим для определенности ФМ. В рамках континуальной модели мы получили бы для всех k, что $\omega_\varkappa(k) < \omega(k)$. В нашем случае это имеет место лишь для $|k| < \pi/2$. Для $\pi/2 < |k| < \pi$ соотношение обратное: $\omega_\varkappa(k) > \omega(k)$. В случае АФМ ситуация аналогичная. Таким образом, солитоны с $\pi/2 < |k| < \pi$ (резкие солитоны) имеют иной характер, чем солитоны с $|k| < \pi/2$ (плавные солитоны) и не являются продолжением последних на область бо́льших k. Подробный анализ резких солитонов будет дан в отдельной работе. Здесь же отметим лишь следующее. Анализ условия (6) показывает, что для заданных параметров системы (т. е. J^x, J^z и A) существует лишь один тип солитонов. В ФМ: если $J^z+A > 0$, то существуют плавные солитоны в интервале $|k| < \pi/2$ для $J^z+A > J^x$ и $\arccos[(J^z+A)/J^x] < |k| < \pi/2$ для $J^z+A < J^x$; если же $J^z+A < 0$, то существуют резкие солитоны в интервале $\pi/2 < |k| < \pi$ для $|J^z+A| > J^x$ и $\pi/2 < |k| < \arccos[(J^z+A)/J^x]$ для $|J^z+A| < J^x$. Таким образом, в ФМ резкие солитоны появляются лишь при достаточно большой ОА типа «легкая плоскость». Случай АФМ получается изменением знаков J^x, J^z и A, так что резкие солитоны в АФМ существуют тоже лишь при достаточно большой OA, но уже типа «легкая ось» (условие $J^z+A > 0$).

Автор выражает благодарность Д. А. Яблонскому и А. Л. Сукстанскому за обсуждение работы.

Литература

[1] *Косевич А. М., Иванов Б. А.* Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны. Киев: Наукова думка, 1983. 192 с.
[2] *Гочев И. Г.* ЖЭТФ, 1983, т. 85, № 1 (7), с. 199—206.
[3] *Грановский Я. И., Жеданов А. С.* ЖЭТФ, 1985, т. 89, № 6 (12), с. 2156—2163.
[4] *Грановский Я. И., Жеданов А. С.* Письма в ЖЭТФ, 1986, т. 44, № 5, с. 237—239.
[5] *Грановский Я. И., Жеданов А. С.* ТМФ, 1987, т. 71, № 1, с. 143—153.
[6] *Веселов А. П.* ТМФ, 1987, т. 71, № 1, с. 154—159.

Донецкий физико-технический институт АН УССР
Донецк

Поступило в Редакцию
16 декабря 1987 г.

УДК 538. 115 : 538.21.213

Физика твердого тела, том 30, в. 6, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 6, 1988

МАГНИТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ КРИСТАЛЛОВ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $\{Er_xY_{1-x}\}_3Al_5O_{12}$ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Х. С. Багдасаров, А. П. Додокин, А. А. Сорокин

Магнитные свойства редкоземельных (РЗ) гранатов алюминатов и галлатов с весьма слабыми взаимодействиями между магнитными ионами и низкими температурами магнитного упорядочения длительное время являются предметом интенсивных экспериментальных и теоретических исследований [1-3]. К числу практически неизученных к настоящему

Экспериментальные значения температур Нееля $T_N(x)$ и параметров $C(x)$, $\theta(x)$, $\alpha(x)$ для кристаллов $\{Er_xY_{1-x}\}_3Al_5O_{12}$

x	$T_N(x)$, мК	$C(x)\cdot 10^2$, К · см$^{-3}$	$\theta(x)$, мК	$\alpha(x)\cdot 10^3$, см$^{-3}$
1	155 ± 5	9.20 ± 0.23	50 ± 5	2.67 ± 0.25
0.7	102 ± 5	6.5 ± 0.4	36 ± 7	1.82 ± 0.30
0.5	83 ± 3	4.3 ± 0.2	26 ± 5	1.26 ± 0.25
0.3	54 ± 3	3.03 ± 0.15	15 ± 4	0.84 ± 0.10
0.2	—	2.0 ± 0.1	3.6 ± 2.0	0.54 ± 0.10
0.1	—	1.04 ± 0.07	-0.5 ± 2.0	0.31 ± 0.07
0.075	—	0.78 ± 0.10	0 ± 2	0.23 ± 0.07