УДК 537.611.3 © Физика твердого тела, том 32, № 5, 1990
Solid State Physics, vol. 32, N 5, 1990

ДИНАМИЧЕСКОЕ ИСКРИВЛЕНИЕ И СПЕКТР КОЛЕБАНИЙ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ С ЛИНИЯМИ В РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ОРТОФЕРРИТАХ ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Е. Г. Екомасов, М. А. Шамсутдинов, М. М. Фарзтдинов

Динамические характеристики доменной границы (ДГ) с тонкой структурой в редкоземельных ортоферритах (РЗО) [1–3] существенно отличаются от характеристик ДГ с вертикальными блоховскими линиями (ВБЛ) в ферромагнетиках [4]. Так, например, гиротропный член динамической силы, действующий на линию в РЗО, появляется во внешнем магнитном поле, перпендикулярном плоскости поворота вектора антиферромагнетизма $\mathbf{l}$, и по абсолютной величине может быть сравним с инерционным и вязким членами [2]. В данной работе теоретически исследованы колебания ДГ, содержащей как уединенные, так и периодические цепочки линий с учетом искривления доменной границы, и зависимость величин, характеризующих эти колебания, от компоненты внешнего магнитного поля H_y, параллельного $\mathbf{b}$-оси.

Для определенности рассмотрим высокотемпературную магнитную фазу G_xF_z. Для учета влияния линий на динамику ДГ воспользуемся методом, предложенным для случая ферромагнетика в [5, 6]. В данном случае в известное уравнение [7] для ДГ без тонкой структуры введем точечные силы, сосредоточенные на линиях, считающихся бесконечно тонкими. Используя для определения точечных сил закон движения линии [2], например, для случая ДГ с периодической цепочкой линий без поворота вектора ферромагнетизма $\mathbf{m}$ (ЛБП) получим уравнения движения в виде

$$\begin{gathered} m_{ДГ}\ddot{q} + m_{ДГ}\tau^{-1}\dot{q} - \sigma_0\frac{\partial^2 q}{\partial x^2} + (m_Л\ddot{q} + m_Л\tau^{-1}\dot{q} - \\ - \pi M_0 H_y \nu_i \dot{x}_i / \gamma H_E)\,\delta(x - x_i) = m_c H_z - k_0 q, \\ m_Л\ddot{x}_i + m_Л\tau^{-1}\dot{x}_i + \pi M_0 H_y \nu_i \dot{q}(x_i)/\gamma H_E + \\ + K_1(x_i - \bar{x}_i) = m_c\pi\Delta_0 H_x \operatorname{sign}[(\partial m_x/\partial x)(x_i)], \end{gathered} \tag{1}$$

где

$$m_{ДГ} = M_0/\gamma^2\Delta_0 H_E,\quad H_E = a/4M_0,\quad m_Л = 2M_0\Delta_0/\gamma^2\Lambda_0 H_E,\quad \tau^{-1} = 2\alpha\gamma H_E,$$
$$m_c = H_d M_0/H_E,\quad H_d = d/2M_0,\quad \sigma_0 = m_{ДГ}c^2,\quad c^2 = \gamma^2 A H_E/M_0,$$

M_0 — магнитный момент подрешеток; γ — гиромагнитное отношение; a, A — константы однородного и неоднородного обмена; d — константа Дзялошинского; α — безразмерный параметр затухания; Δ_0, Λ_0 — эффективные ширины ДГ и линии; K_0, K_1 — параметры возвращающих сил, действующих на ДГ и на линию вдоль ДГ; q, x_i — координаты центра ДГ и i-й линии; $\bar{x}_i = x_i$ равновесное; $\nu_i = \pm 1$ — топологический заряд линии.

Вначале рассмотрим нестационарное движение ДГ с уединенной ЛБП, считая $\nu_i = +1$, $x_i = x_0$. Решение (1) ищем в виде $q = q_\infty(t) + q_0(t)\exp|-k\times\times(x - x_0)|$. Тогда из (1) находим, что $k = (K_0/\sigma_0)^{1/2}$,

$$q_0 = \pi M_0 H_y \dot{x}_0/\gamma H_E 2(\sigma_0 K_0)^{1/2} - (\ddot{q}_\infty + \tau^{-1}\dot{q}_\infty)/\omega_1^2, \tag{2}$$

где $\omega_1^2 = 2(\sigma_0 K_0)^{1/2}/m_Л$, а q_∞ и x_0 определяются из уравнений

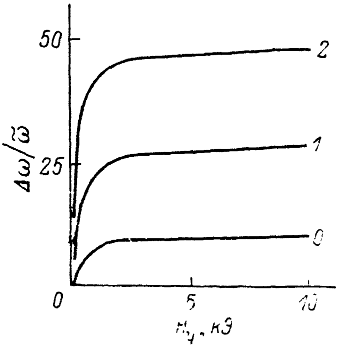
$$m_{ДГ}\ddot{q}_\infty + m_{ДГ}\tau^{-1}\dot{q}_\infty + K_0 q_\infty = m_c H_z, \tag{3}$$

$$\begin{gathered} (m_Л + m_{ХЛ})\ddot{x}_0 + m_Л\tau^{-1}\dot{x}_0 + (\pi M_0 H_y/\gamma H_E)[\dot{q}_\infty - (\dddot{q}_\infty + \tau^{-1}\ddot{q}_\infty)/\omega_1^2] + \\ + K_1 x_0 = m_c\Delta_0\pi H_x, \end{gathered} \tag{4}$$

где $m_{\text{хл}}=(\pi M_0 H_y/\gamma H_E)^2/2\,(\sigma_0 K_0)^{1/2}$ — масса гироскопического происхождения, связанная с движением линии вдоль ДГ. Из (2) следует, что радиус кривизны доменной границы, обусловленный наличием линий, зависит от инерционных и релаксационных свойств линии, а также от гироскопической силы, возникающей в магнитном поле с компонентой $H_y\neq 0$. Оценка q_0 в случае стационарного движения при $H_x=K_1=0$ из (2) и (4), проведенная для типичных значений РЗО [2, 7] и в предположении, что $K_0=m_c H'_z$, $H'_z\sim 10^3$ э/см, $H_y\sim 10^3$ Э, $\dot{q}_\infty\sim 10^5$ см/с, $\Lambda_0\sim 3\cdot 10^{-6}$ см для $\alpha\sim 10^{-4}$, дает радиус кривизны ДГ $q_0\sim 10^{-4}$ см, т. е. величину, на два порядка большую эффективной ширины доменной границы. Полученные результаты для k и q справедливы для достаточно малых скоростей и ускорений ДГ и линии, т. е. когда

$$\tilde{\omega}^2\gg \ddot{q}_0/q_0,\ k\ddot{x}_0,\ \dot{q}_0/\tau q_0,\ k\dot{x}_0/\tau, \tag{5}$$

где $\tilde{\omega}=(K_0/m_{\text{ДГ}})^{1/2}$ — щель в спектре изгибных колебаний однородной ДГ.



Зависимость для *0*, *1* и *2* зон спектра ширины щели $\Delta\omega$ от компоненты внешнего магнитного поля H_y при $K_1=1$ эрг/см³, $k\lambda=1$.

Теперь переходим к рассмотрению колебаний ДГ с периодической цепочкой ЛБП без учета затухания для двух случаев. Во-первых, при $H_y=0$, когда закон движения линии определяется инерционным членом. Во-вторых, при $H_y\gg\pi^{-1}(2H_E K_\perp\Delta_0/M_0\Lambda_0)^{1/2}$, $2\pi^{-1}[H_E\ (\sigma_0 K_0)^{1/2}\,\Delta_0/M_0\Lambda_0]$, когда закон движения линии определяется гиротропным членом. Смещение ДГ будем описывать блоховскими функциями

$$q\,(x,\ \varkappa)=\exp\,(i\varkappa x)\,U_\varkappa(x), \tag{6}$$

где $U_\varkappa(x)=U_\varkappa(x+\lambda)$, $\varkappa\lambda$ — сдвиг фазы колебаний соседних линий, λ — период тонкой структуры. Используя стандартную методику, будем описывать смещение $q\,(x,\ t)$ на участках ДГ, свободных от ЛБП комбинаций двух плоских волн с волновым вектором $K=[(m_{\text{ДГ}}\omega^2-K_0)/\sigma_0]^{1/2}$, определенным из первого уравнения (1). Тогда с помощью граничного условия для участков ДГ, свободных от линий, получим дисперсионное уравнение, связывающее $\varkappa$ и ω

$$\cos K\lambda-\cos\varkappa\lambda=\omega^2/\omega_j^2\,(\omega^2/\tilde{\omega}^2-1)^{-1/2}\sin K\lambda \tag{7}$$

при $\omega\gg\tilde{\omega}$; $K'=[m_{\text{ДГ}}\,(\tilde{\omega}^2-\omega^2)/\sigma_0]^{1/2}$,

$$\operatorname{ch}K'\lambda-\cos\varkappa\lambda=\omega^2/\omega_j^2\,(1-\omega^2/\tilde{\omega}^2)^{-1/2}\operatorname{sh}K'\lambda \tag{8}$$

при $\omega\ll\tilde{\omega}$. В (8), (9) $j=1,2$; $\omega_2^2=2\,(\sigma_0 K_0)^{1/2}/m_{y\text{л}}$; $m_{y\text{л}}=(\pi M_0 H_y/\gamma H_E)^2/K_1$ — масса гироскопического происхождения, связанная с движением линии поперек ДГ. Спектр колебаний ДГ с тонкой структурой, как и в случае ферромагнетиков [6], имеет зонный характер. Причем из (8) видно, что при $\lambda\to\infty$ нижняя зона спектра соответствует колебаниям изолированной ЛБП, описываемым уравнением (4) для случая $\omega\ll\tilde{\omega}$. В отличие от ферромагнетиков в первом случае $j=1$ (с инерционным членом, определяющим закон движения линии) всегда имеем только один вид спектра, когда между зонами имеются узкие запрещенные щели. Во-втором случае $j=2$ (с гиротропным членом, определяющим закон движения линии) вид спектра уже зависит от величины K_1 и H_y. При достаточно малом K_1 в зависимости от величины H_y можно получить спектр как с узкими, так и с широкими запрещенными щелями (см. рисунок).

Сильная зависимость величины искривления ДГ с уединенными линиями и спектра колебаний ДГ с периодическими линиями от величины внешнего магнитного поля, направленного вдоль оси **b**, открывает возможность экспериментального обнаружения рассмотренных явлений.

Список литературы

[1] Фарздинов М. М., Шамсутдинов М. А., Халфина А. А. // ФТТ. 1979. Т. 21. № 5. С. 1522—1527.
[2] Фарздинов М. М., Шамсутдинов М. А., Екомасов Е. Г. / ФТТ. 1988. Т. 30. № 6. С. 1866—1868.
[3] Мелихов Ю. В., Переход О. А. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 3. С. 924—925.
[4] Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982. 384 с.
[5] Звездин А. К., Попков А. Ф., Редько В. В. // ЖТФ. 1985. Т. 55. № 9. С. 1884—1886.
[6] Никифоров А. В., Сонин Э. Б. // ЖЭТФ. 1986. Т. 90. № 4. С. 1309—1317.
[7] Звездин А. К., Мухин А. А., Попков А. Ф. // Препринт ФИАН. М., 1982. № 1081.

Башкирский государственный университет
Уфа

Поступило в Редакцию
14 ноября 1989 г.

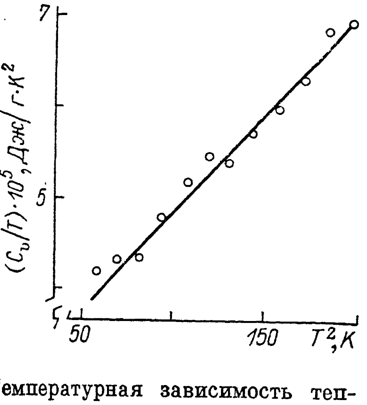
УДК 537.622.3

© *Физика твердого тела, том 32, № 5, 1990*
Solid State Physics, vol. 32, N 5, 1990

ТЕМПЕРАТУРА ДЕБАЯ И СПИН-ФОНОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В КРИСТАЛЛЕ $Al_2SiO_5 : Fe^{3+}$

К. В. Ворсуль

Большое значение начального расщепления в спектре ЭПР, удовлетворительные релаксационные и диэлектрические свойства делают андалузит с ионами Fe^{3+} наиболее подходящим активным веществом для квантовых парамагнитных усилителей миллиметрового диапазона [1].



Температурная зависимость теплоемкости андалузита.

При описании процессов спин-решеточной релаксации важными являются такие характеристики кристалла, как скорость звука, дебаевские частота и температура, значения которых для андалузита отсутствуют в литературе.

В настоящей работе приведены результаты экспериментального исследования температурного хода теплоемкости андалузита в области низких температур. В интервале $T=4\div15$ К эта зависимость следует закону $C_v \sim (T/\Theta)^3$. На рисунке точками показан результат эксперимента, сплошной линией — расчет, выполненный при значении дебаевской температуры $\Theta=380$ К (соответствующая дебаевская частота $\omega_D=4.9\cdot10^{13}$ с$^{-1}$). Экспериментально полученное значение температуры Дебая для андалузита [2] оказалось существенно меньше, чем для рубина, что подтверждает сделанное ранее предположение, основанное на сравнении механических свойств этих кристаллов [3]. Усредненная по кристаллографическим направлениям и типам колебаний скорость звука получается из соотношения

$$v=\left(\omega_D^3 V/6\pi^2 N\right)^{1/3}.$$

Значение скорости звука оказалось типичным для ионных кристаллов $v=5.6\cdot10^3$ м/с.

Относительно низкая величина Θ для андалузита по сравнению с другими мазерными кристаллами (рубином, рутилом) говорит о преобладании