УДК 537.226

Физика твердого тела, том 30, в. 9, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 9, 1988

СПЕКТР КОЛЕБАНИЙ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И МАГНИТОУПРУГИХ СРЕДАХ

В. Н. Федосов

Изгибная жесткость сегнетоэлектрических доменных границ определяется деполяризующими [1] или упругими полями, которые распространяются на область, значительно превышающую толщину самой границы. Соответствующий энергетический баланс таков, что вклад электростатического (или магнитного в аналогичных задачах для ферромагнетиков, содержащих стенку Блоха) превышает энергию деформаций, которой поэтому при исследованиях колебаний диполей в стенках [2] обычно пренебрегают. В таком приближении эффективная масса границы связывается с движением внутриграничных диполей. Но в длинноволновом пределе эффективная масса скорее всего будет обусловливаться инерционностью упругого поля, возбуждаемого при изгибных колебаниях границы. Упомянутые нелокальные эффекты особенно велики для стенок Блоха в ферромагнитных металлах, где они усиливаются полем вихревых токов [3]. В данной работе исследуется колебательный спектр доменных границ в сегнетоэлектриках и ферромагнетиках, являющихся изотропными упругими средами.

Рассматривается сегнетоэлектрик с полярной осью Oz, в которой электрическая поляризация P линейно связана со сдвиговой деформацией u_{xy}. Смысл параметров, задающих динамику P, u_{xy} и электрического потенциала φ, ясен из системы уравнений

$$\frac{1}{\omega_0^2}\ddot{P} = \varkappa\nabla^2 P + aP - \beta_f P^3 + \frac{\partial\varphi}{\partial z} + 2Qu_{xy}, \tag{1}$$

$$v_t^2\ddot{u}_x = \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_y}{\partial x\partial y} - \frac{Q}{\mu}\frac{\partial P}{\partial y},$$

$$v_t^2\ddot{u}_y = \frac{\partial^2 u_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial x\partial y} - \frac{Q}{\mu}\frac{\partial P}{\partial x}, \tag{2}$$

дополненной электростатическим уравнением для φ.

Доменная граница, расположенная в плоскости $x=0$, имеет ширину δ, перенормированную модулем сдвига μ

$$P(x) = \sqrt{a/\beta_f}\,\mathrm{th}\,(x/\delta), \quad \delta = \sqrt{2\varkappa/\tilde{a}}, \quad \tilde{a} = a + Q^2/\mu, \tag{3}$$

Изгибные колебания границы описываются волной электрической поляризации вида

$$P_l\,\mathrm{ch}^{-2}(x/\delta)\exp(ik_\perp r - i\omega t), \quad k_\perp = (0,\ k_y,\ k_z), \tag{4}$$

для которой после замены $u_{xy}(x)$ в (1) на $u_{xy}(0)$ и перехода к Фурье-образам получается система алгебраических уравнений, имеющих в пределе $k_\perp\delta < 1$ решение при

$$\frac{\omega^2}{\omega_0^2} = \nu^2(k_\perp) - \frac{1}{\omega_s}\frac{\omega^2}{\sqrt{v_t^2 k_\perp^2 - \omega^2}}, \tag{5}$$

где

$$\nu^2(k_\perp) = \varkappa k_\perp^2 + \frac{4\pi k_z^2\delta}{k_\perp} + \frac{Q}{\mu}, \quad \omega_s = \frac{\mu}{3Q^2}\frac{v_t}{\delta}. \tag{6}$$

В длинноволновом пределе кривая $\omega = \omega_0\nu(\omega)$ расположена на спектральном графике выше акустической ветви. Эта закономерность выполняется, как видно из формулы (6), при любом соотношении между $\omega_0\sqrt{\varkappa}$ и

v_t, поэтому в отсутствие излучения волн колеблющейся стенкой ($\omega \ll v_t k_\perp$) собственная частота ω намного меньше значения $\nu(k_\perp)\,\omega_0$, которое она принимает при $Q=0$. Тогда

$$\omega \approx \begin{cases} \nu(k_\perp)\sqrt{\omega_s v_t k_\perp}, & k_z < (Q/\sqrt{2\pi\mu})\,k_\perp, \\ v_t k_\perp, & k_z > (Q/\sqrt{2\pi\mu})\,k_\perp. \end{cases} \tag{7}$$

Акустическая форма спектра в (7) означает, что нелокальная часть эффективной массы стенки превалирует над собственным вкладом в инерционность при изгибных колебаниях. Анализ уравнения (5) показывает, что «медленные» колебания реализуются при $Q\omega_0\delta > v_t\sqrt{\mu}$.

В одноосном ферромагнетике с константой анизотропии β и спонтанной намагниченностью M, содержащем стенку Блоха шириной δ_w, полярный угол θ намагниченности $\mathbf{M}$ и волна намагниченности $\mathbf{m}$ вводятся по формулам

$$M = M(0,\ \sin\theta,\ \cos\theta) + (m_x,\ -m\cos\theta,\ m\sin\theta),$$
$$\hat{L}\sin\theta = 0, \quad \hat{L} \equiv \beta\delta_W^2\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \cos 2\theta. \tag{8}$$

Динамическая система уравнений, если колебания границы по-прежнему задавать вектором $k_\perp$, получается в следующем виде:

$$\dot{m}_x = -\gamma M\left(\hat{L} - \beta\delta_W^2 k_\perp^2\right) m - \gamma M\left(\sin\theta H_z - \cos\theta H_y\right),$$
$$\dot{m} = \gamma M\left(\hat{L} - \beta\delta_W^2 k_\perp^2\right) m_x + \gamma M\left(H_x - bM\sin\theta u_{xy}\right),$$
$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_\perp - \nabla\psi, \quad \nabla^2\psi = 4\pi\,\mathrm{div}\,\mathbf{M}, \quad \nabla \equiv (\partial/\partial x,\ i\mathbf{k}_\perp),$$
$$\nabla^2\mathbf{H}_\perp - \frac{4\pi\sigma}{c^2}\frac{\partial\mathbf{H}_\perp}{\partial t} = \frac{4\pi\sigma}{c^2}\frac{\partial}{\partial t}\left[4\pi\mathbf{M} - \nabla\psi\right]. \tag{9}$$

Здесь γ — магнитомеханическое отношение, b — константа магнитоупругой связи, σ — коэффициент электропроводности. Упругое поле находится из уравнений (2) после замены в них QP на $-bM\sin\theta m_x$.

Амплитуда колебаний намагниченности зависит от расстояния до середины стенки как $\sin\theta(x)$. Тогда для длинных волн из (9) получается следующее дисперсионное уравнение:

$$\omega^2 = (\gamma M)^2\left[\beta\delta_W^2 k_\perp^2 + 4\pi - \frac{3b^2M^2}{\mu}\frac{\delta_W^2}{v_t}\frac{\omega^2}{\sqrt{v_t^2k_\perp^2 - \omega^2}}\right]\times$$
$$\times\left[\beta\delta_W^2 k_\perp^2 + \frac{4\pi k_z^2\delta_W}{k_\perp} - \frac{16\pi i q^2\omega/\sigma}{\sqrt{k_\perp^2 - 2iq^2\omega/\sigma}}\right], \tag{10}$$

где параметр $q = \sqrt{2\pi\sigma/c}$ имеет величину порядка δ_w^{-1} и характеризует влияние на спектр поля вихревых токов.

В низкочастотном пределе ($|\omega| \ll \gamma M$) имеются две ветви колебаний. Колебание m_x, при котором намагниченность выходит из плоскости стенки, происходит со звуковой частотой, поскольку $bM < \sqrt{\mu}$. Требуется, конечно, достаточно сильная магнитострикция, чтобы

$$v_t\sqrt{\mu} < b\gamma M^2\delta_W, \tag{11}$$

Колебание намагниченности в плоскости стенки, описываемое амплитудой m, носит из-за вихретоковых потерь релаксационный характер. Из нуля второй скобки в (10) получается $\mathrm{Im}\ \omega = -\sigma\Gamma$, где

$$\Gamma = \frac{k_z^2}{2q^2}\left[\sqrt{1 + \frac{k_z^2}{4k_\perp^2}} - \frac{k_z^2}{2k_\perp^2}\right]. \tag{12}$$

Условие (11) обычно для магнетиков не выполняется, так что затухание (12) является основным нелокальным эффектом, который с магнитострикцией не связан.

Литература

[1]. *Лайхтман Б. Д.* ФТТ, 1973, т. 15, № 1, с. 93—100.
[2]. *Гилинский И. А.* ЖЭТФ, 1975, т. 68, № 3, с. 1032—1045.
[3]. *Федосов В. Н.* ФММ, 1984, т. 58, № 1, с. 194—196.

Воронежский
политехнический институт
Воронеж

Поступило в редакцию
11 января 1988 г.
В окончательной редакции
14 июня 1988 г.

ПОПРАВКА

к статье И. В. Бережного, Р. О. Влоха «О влиянии электрического поля и механического напряжения на гиротропные и преломляющие свойства сегнетоэлектриков—сегнетоэластиков (ФТТ, 1988, т. 30, № 7).

В формуле (1) вместо $\frac{\beta_{ijkl}}{p_{ijkl}} = \frac{\gamma_{ijk}}{r_{ijk}}$ должно быть

$$\frac{\beta_{ijmn}e_{mnk}}{p_{ijmn}e_{mnk}} = \frac{\gamma_{ijk}}{r_{ijk}}.$$