Письма в ЖЭТФ, том 13, стр. 380 – 383 *5 апреля 1971 г.*

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ СПИНОВЫХ ВОЛН В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ ВО ВНЕШНИХ ПОЛЯХ

И.А.Ахиезер, Л Н Давыдов

В настоящее время известно значительное число сегнетоэлектрических магнитоупорядоченных кристаллов – антиферромагнетиков и слабых ферромагнетиков (см. обзор [1]). Мы показываем, что в таких кристаллах возможно параметрическое возбуждение спиновых волн внешним переменным электрическим полем. Механизм этого возбуждения близок к известному механизму параметрического возбуждения спиновых волн внешним переменным магнитным полем [2], хотя и не сводится к последнему.

Возбуждение спиновых волн легче всего осуществить в кристалле, находящемся в условиях, близких к критическим (т. е. при значениях внешнего магнитного поля, температуры и давления, близких к тем критическим значениям, при которых имеет место фазовый переход в магнитной системе кристалла). Это связано с тем, что в окрестности критической точки для возбуждения спиновых волн достаточно сравнительно небольшого переменного электрического поля.

Мы рассматриваем возбуждение спиновых волн переменным электрическим полем в сегнетоэлектрическом антиферромагнетике при наличии постоянного магнитного поля H_0. Как пример критической точки анализируется случай $H_0 \sim H_c$, где H_c – поле опрокидывания магнитных моментов подрешеток. Показано, что для возбуждения спиновых волн амплитуда электрического поля должна превосходить критическое значение $e_c = e_c^{\circ}\sqrt{1-(H_0/H_c)^2}$, где $e_c^{\circ} \sim 300$ *в/см*.

Будем исходить из известного выражения для полной макроскопической энергии магнитоупорядоченного сегнетоэлектрика [3] в отсутствие внешнего постоянного электрического поля

$$U = \int\left\{\frac{h^2 + \epsilon e^2}{8\pi} - \mathbf{H}_0(\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2) + F\left(\mathbf{M}_1, \mathbf{M}_2, \frac{\partial \mathbf{M}_1}{\partial x_i}, \frac{\partial \mathbf{M}_2}{\partial x_i}, \mathbf{e}\right)\right\} d\mathbf{r},$$

$$F = \frac{\alpha}{2}\left(\left(\frac{\partial \mathbf{M}_1}{\partial x_i}\right)^2 + \left(\frac{\partial \mathbf{M}_2}{\partial x_i}\right)^2\right) + \alpha' \frac{\partial \mathbf{M}_1}{\partial x_i}\frac{\partial \mathbf{M}_2}{\partial x_i} + \eta\, \mathbf{M}_1\mathbf{M}_2 -$$

$$- \frac{\beta}{2}\left((\mathbf{M}_1\mathbf{n})^2 + (\mathbf{M}_2\mathbf{n})^2\right) - \beta'(\mathbf{M}_1\mathbf{n})(\mathbf{M}_2\mathbf{n}) - \lambda \mathbf{e}[\mathbf{M}_1\mathbf{M}_2],$$

где α, α', η – постоянные обменного взаимодействия, β, β' – постоянные магнитной анизотропии, $\mathbf{n}$ – единичный вектор вдоль оси анизотропии (ось z), $\mathbf{e}$ и $\mathbf{h}$ – переменные электрическое и магнитное поля, $\mathbf{M}_\nu$ ($\nu = 1,2$) – плотность магнитного момента, связанного с ν-той магнитной подрешеткой и λ – магнитоэлектрическая постоянная, равная (по оценкам [3]) $\sim 10^{-3}$. В выражении (1) опущено слагаемое, ответственное за слабый ферромагнетизм, так как оно приводит лишь к несущественному переопределению спектра свободных колебаний.

Уравнения движения магнитных моментов подрешеток имеют вид (см., например, [4])

$$\dot{\mathbf{M}}_\nu = g[\mathbf{M}_\nu \mathbf{H}_\nu^{eff}] - \frac{1}{\tau M_0^2}[\mathbf{M}_\nu[\mathbf{M}_\nu \mathbf{H}_\nu^{eff}]], \tag{2}$$

где g – гиромагнитное отношение, τ – релаксационная постоянная, M_0 – равновесное значение плотности магнитного момента каждой из подрешеток и $\mathbf{H}_\nu^{eff}$ – эффективное магнитное поле,

$$\mathbf{H}_\nu^{eff} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{h} - \frac{\partial F}{\delta \mathbf{M}_\nu} + \frac{\partial}{\partial x_i}\frac{\partial F}{\partial(\partial \mathbf{M}_\nu/\partial x_i)}.$$

Для антиферромагнетика с анизотропией типа легкой оси в случае, когда внешние переменное электрическое поле e_p и постоянное магнитное поле $\mathbf{H}_0$ направлены вдоль оси анизотропии, уравнения (2) можно привести к виду

$$\begin{aligned} \dot{m}_\pm &= \left(\mp igM_0 a - \frac{H_0}{\tau M_0}\right)\ell_\pm + \left(\mp igH_0 - \frac{2\eta}{\tau}\right)m_\pm + g\lambda M_0 e_p m_\pm, \\ \dot{\ell}_\pm &= \left(\mp igM_0 2\eta - \frac{H_0}{\tau M_0}\right)m_\pm + \left(\mp igH_0 - \frac{a}{\tau}\right)\ell_\pm - g\lambda M_0 e_p \ell_\pm, \end{aligned} \tag{3}$$

где $m_\pm = m_x \pm i m_y$, $\ell_\pm = \ell_x \pm i\ell_y$, $\mathbf{m}$ и $\vec{\ell}$ – пространственные компоненты Фурье векторов $\mathbf{M} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2$ и $\mathbf{L} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2$, $a = (\alpha - \alpha')k^2 + \beta - \beta'$ и $\mathbf{k}$ – волновой вектор колебаний (мы учли, что $\eta \gg 1$ и $\lambda \ll 1$; последнее неравенство позволяет пренебречь внутренним высокочастотным электрическим полем и считать $e = e_p$).

Интересуясь параметрическим возбуждением спиновых волн (см., например, [5]) положим $e_p = e_o \cos 2\Omega t$ и будем искать решения уравнений (3) в виде

$$m_\pm \{ m_\pm^o \exp(-i\Omega t) + m_\mp^{o*} \exp(i\Omega t)\} \exp(\kappa \mp igH_o) t ,$$

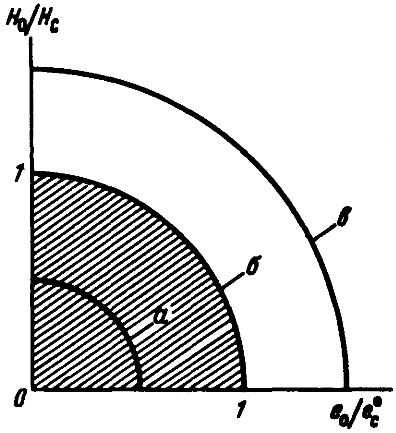
$$\ell_\pm = \{ \ell_\pm^o \exp(-i\Omega t) + \ell_\mp^{o*} \exp(i\Omega t)\} \exp(\kappa \mp igH_o) t .$$

Учитывая далее, что $gM_o \lambda e_o << \Omega$ (что соответствует полям $e_o << 3 \cdot 10^6$ *в/см*) и $\eta / r << \Omega$, получим из уравнений (3) следующие выражения для величин Ω и κ,

$$\Omega^2 = (gM_o)^2 2\eta a, \tag{4}$$

$$\kappa_\pm = -\frac{\eta}{r} \pm \left\{ \left(\frac{\eta}{r} \frac{H_o}{H_c} \right)^2 + \frac{1}{4} (g \lambda M_o e_o)^2 \right\}^{1/2}, \tag{5}$$

где $H_c = \Omega g^{-1}$. Будем далее интересоваться низкочастотной ветвью спиновых волн, характеризующейся частотой $\omega = \Omega - gH_o$ и инкрементом κ_+, так как эта ветвь делается неустойчивой при меньших значениях электрического поля.



Инкремент нарастания спиновой волны как функция внешних полей H_o, e_o. Кривым *а, б, в* соответствуют инкременты $\kappa = -\gamma/2$, 0, $\gamma/2$. Область устойчивости заштрихована

Согласно (5) (см. также рисунок), при $e_o = e_c^o = 2\eta (gM_o r \lambda)^{-1}$ (по порядку величины $e_c^o \sim 300$ *в/см*) в отсутствие внешнего магнитного поля спиновые волны будут возбуждаться, если отношение γ/Ω не превышает 10^{-4} ($\gamma = \eta / r$ – декремент затухания спиновых волн, обусловленный их взаимодействием друг с другом, с фононами и с неоднородностями кристалла). Вблизи поля опрокидывания, при $H_o - H_c \sim 10^{-2} H_c$, такое же электрическое поле будет приводить к возбуждению спиновых волн уже в кристаллах с $\gamma/\Omega \sim 10^{-3}$.

Физико-технический институт
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
1 марта 1971 г.

Литература

[1] Г.А.Смоленский, Н.Н.Крайник. УФН, 97, 657, 1969.

[2] F.R.Morgenthaler. J. Appl. Phys., 36, 3102, 1965; Phys. Rev. Lett., 11, 69, 239 (E), 1963.

[3] А.И.Ахиезер, И.А.Ахиезер. ЖЭТФ, 59, 1009, 1970.

[4] А.И.Ахиезер, В.Г.Барьяхтар, С.В.Пелетминский. Спиновые волны. М., изд. Наука, 1967.

[5] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Механика, М., изд. Наука, 1965, 2-е изд.. § 27.