Письма в ЖЭТФ, том 36, вып.2, стр. 33 – 35 *20 июля 1982 г.*

НОВЫЙ ВИД ВОЛН И СОЛИТОН В ПЬЕЗОМАГНИТНОМ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКЕ

И.В.Иоффе

Предсказывается новый вид волн, который возможен в пластине пьезомагнитного антиферромагнетика. В этих волнах отличны от нуля переменное магнитное поле и поперечные к направлению распространения смещения решетки. Показано, что такая волна в нелинейном пределе образует солитон.

1. В пластине пьезомагнитного антиферромагнетика с осью легчайшего намагничивания (ось z) параллельной поверхности пластины возможны ранее не рассматривавшиеся волны связанных колебаний поперечных смещений кристаллической решетки u и магнитного поля H. Эти волны распространяются вдоль поверхности пластины в направлении нормальном к оси легчайшего намагничения (ось x); смещение решетки направлено по оси легчайшего намагничения. Длина волны k^{-1} много больше толщины пластины $2d$, скорость распространения близка к скорости поперечного звука s. Если пластина с одной или с обеих сторон граничит с кристаллом с магнитной проницаемостью много бо́льшей проницаемости антиферромагнетика μ (ниже случай A), то в пластине возможен солитон, описываемый уравнением Картевега – де Вриза и переходящий в линейном приближении в указанную волну. В пластине, ограниченной средами с проницаемостями меньшими или сравнимыми с проницаемостью пластины (случай B), солитон невозможен.

Ограничимся магнитостатическим приближением, когда $H = \nabla\varphi$; упругие и магнитные свойства антиферромагнетика (кроме пьезомагнитных) рассмотрим в приближении изотропного твердого тела.

2. Система уравнений, описывающая задачу, состоит из

$$\mathrm{div}(\mu H + 4\pi m^{\beta}) = 0, \tag{1}$$

$$\rho\ddot{u}_z = \frac{\partial}{\partial x_i}(\sigma_{iz} + \sigma_{iz}^{\beta}) \tag{2}$$

и выражения для пьезомагнитной части плотности свободной энергии

$$F^{\beta} = -\beta\left[\frac{\partial u_z}{\partial x}\frac{\partial\varphi}{\partial y} \pm \frac{\partial u_z}{\partial y}\frac{\partial\varphi}{\partial x}\right] \tag{3}$$

(согласно [1] знак „+" для CoF_2, MnF_2, FeF_2, знак „–" для $FeCO_3$; ρ – плотность, m^{β} – пьезомагнитный магнитный момент, σ_{ik}, σ_{ik}^{β} – упругий и пьезомагнитный тензоры напряжений). Граничные условия определяются отсутствием внешних сил и обычными условиями для магнитного поля и индукции. Анализ показывает что возможны только симметричные по y смещения решетки и магнитное поле. (Можно получить антисимметричные по y решения, но только при

$$\Gamma k d \gg 1 \quad \Gamma = 4\pi\beta^2\rho^{-1} s^{-2}. \tag{4}$$

Так как[2] $\Gamma \simeq 10^{-4}$, последнее неравенство несовместно с условием слабого затухания волн $\nu k \ll s$, где ν – коэффициент вязкости). Положим $u, \varphi = u(y), \varphi(y) \exp(ikx - i\omega t)$

$$\begin{cases} u = u_1 \operatorname{ch} \kappa y \\ \varphi = \varphi_1 \operatorname{sh} k y + \varphi_2 \operatorname{sh} \kappa y \end{cases}, \tag{5}$$

$$\begin{cases} u = u_1 \cos \kappa y \\ \varphi = \varphi_1 \operatorname{sh} k y \end{cases} \tag{6}$$

для верхнего и нижнего знаков в (3) соответственно. Тогда из (1) – (3) для обоих знаков в (3) найдем для случая A

$$\kappa = \sqrt{\frac{\Gamma}{\mu}}\, k \left[1 + \frac{(kd)^2}{2}\right],$$

$$\omega = ks \left[1 - (kd_0)^2\right], \quad d_0 = \sqrt{\frac{\Gamma}{\mu}}\, \frac{d}{2} \tag{7}$$

и для случая B

$$\kappa = \sqrt{\frac{\Gamma}{\mu}}\, k \left[1 - \frac{(kd)}{\mu}\right],$$

$$\omega = ks \left[1 + 2\,\frac{(kd_0)}{\mu}\right]. \tag{8}$$

Как видно из дисперсионных уравнений, при $\Gamma k d \ll 1$ и $\nu k \ll s$ возможны волны поперечных смещений и магнитного поля.

3. В случае A на основании (7), вводя при $\left|\frac{\partial u}{\partial x}\right| \ll 1$ акустическую нелинейность, получим, следуя[3,4], уравнение Картевега - де Вриза

$$\frac{\partial u}{\partial t}\, s\, \frac{\partial u}{\partial x} + s d_0^2 \frac{\partial^3 u}{\partial x^3} - s\, \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 = 0, \tag{9}$$

приводящее при обычных нулевых условиях на бесконечности к солитону, двигающемуся со скоростью w,

$$u \sim \operatorname{ch}^{-2}\left(\sqrt{\frac{w-s}{s}}\, \frac{x - wt}{2d_0}\right).$$

Условие пренебрежения диссипацией на фоне двух последних членов в уравнении (9) при учете $\Gamma kd \ll 1$, $|ku| \ll 1$, $w - s \ll s$ приводит к неравенству

$$d \gg d_{max} = \frac{\nu}{s} \sqrt{\frac{\mu}{\Gamma}},$$

которое легко осуществимо, так как $d_{max} \cong 10^{-3}$ см.

Возбуждение волн может быть осуществленно либо при прохождении через пластину в направлении оси легчайшего намагничивания заряженных частиц со скоростью $v > s$, (но $v - s << s$), либо при наложении внешнего магнитного поля $H_y = H_0 \cos(kx - \omega t)$. В этом случае амплитуда смещения порядка $\beta H_0 (\rho v s k)^{-1}$.

Наблюдение волн и солитона облегчено наличием волны магнитного поля, распространяющегося в воздухе вдоль поверхности пластины (отметим, что для существования солитона в этом случае с противоположной стороны пластина должна граничить с кристаллом с большой магнитной проницаемостью).

Литература

1. *Дзялошинский И.Е.* ЖЭТФ, 1957, 33, 807.
2. *Боровик-Романов А.С.* ЖЭТФ, 1960, 38, 1088.
3. *Карпман В.И.* Нелинейные волны в диспергирующих средах. М.: Наука, 1973.
4. *Whitham G.W.* Linear and Nonlinear Waves. J.Wiley & Sons N.Y., 1974; *Уизем Дж.* Линейные и нелинейные волны. М.: Мир, 1977.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
20 мая 1982 г.