

УДК 534.8

НЕРЕЗОНАНСНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЗВУКОВЫХ ВОЛН И КОРРЕЛЯЦИОННАЯ ОБРАБОТКА ИНФОРМАЦИИ В АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ

*В. В. Бережнов, Н. Н. Евтихийев, В. Л. Преображенский,
Н. А. Экономов*

Изложены результаты теоретического и экспериментального исследования процессов нерезонансного взаимодействия звуковых волн в антиферромагнетиках с анизотропией типа «легкая плоскость». Показано, что взаимодействие волн обусловлено магнитоупругой связью и может сопровождаться возбуждением длинноволновых колебаний намагниченности, амплитуда которых в таких кристаллах, как α -Fe₂O₃, FeVO₃, достаточно велика для использования эффекта в системах корреляционной обработки информации.

Интерес к исследованию процессов нерезонансного взаимодействия ультразвуковых волн в электроакустически активных кристаллах во многом обусловлен возможностью их использования в системах обработки информации. Упругий агармонизм кристаллической решетки обычно слишком мал для наблюдения нерезонансных эффектов взаимодействия при реально достижимых плотностях мощности объемных ультразвуковых волн.

Особенностью акустических свойств антиферромагнетиков с анизотропией типа «легкая плоскость» и высокой температурой Нееля (например, α -Fe₂O₃, FeVO₃) является сильное взаимное влияние упругой и магнитной подсистем кристалла [1–6]. Нелинейность, вносимая магнитной подсистемой в упругую, аномально велика, что позволяет реализовать такие резонансные эффекты, как параметрическое возбуждение звука, генерация акустических гармоник, самовоздействие звуковых волн [3–6].

Работа посвящена исследованию процессов нерезонансного взаимодействия звуковых волн, в результате которых в антиферромагнетике возбуждаются длинноволновые колебания намагниченности. В первой части работы рассмотрен магнитоакустический механизм нелинейного взаимодействия; показано, что величина индуцируемой переменной намагниченности в кристаллах α -Fe₂O₃, FeVO₃ может достигать значений порядка 10^{-3} – 10^{-4} Гс при амплитудах ультразвуковых деформаций порядка 10^{-6} . Далее приведены результаты экспериментального наблюдения длинноволновых колебаний намагниченности в поле нелинейно взаимодействующих ультразвуковых волн в кристалле α -Fe₂O₃.

В заключительной части проведено сопоставление теоретических и экспериментальных зависимостей амплитуды нелинейных магнитных возбуждений от величины и направления внешнего постоянного магнитного поля при различных поляризациях звуковых волн.

Присущие магнитоупорядоченным кристаллам механизмы нелинейного взаимодействия звуковых волн обусловлены принципиальной нелинейностью как самой магнитной подсистемы, так и магнитоупругой связи. Поле упругих деформаций возбуждает в кристалле магнитные колебания,

которые в свою очередь могут модулировать магнитоупругую связь и тем самым обеспечивать взаимодействие звуковых волн. Это взаимодействие вносит вклад в эффективное магнестрикционное поле, индуцируя нелинейный отклик магнитной подсистемы на акустическое возбуждение. Кроме того, переменная проекция магнитного момента на равновесное направление, очевидно, нелинейно зависит от амплитуды возбуждающих деформаций, что также приводит к формированию нелинейного отклика.

Количественный анализ указанных процессов и выбор условий их экспериментальной реализации могут быть проведены на основе решения уравнений движения для связанных нелинейных магнитоупругих волн.

Движение магнитных моментов подрешеток антиферромагнетика с анизотропией типа «легкая плоскость» (M_1 и M_2) при магнитоупругих колебаниях ультразвуковых частот может быть представлено как поворот вектора антиферромагнетизма ($L=M_1-M_2$) в базисной плоскости кристалла без изменения его величины. Такое представление возникает как следствие разложения уравнений Ландау — Лифшица с точностью до членов первого порядка в ряд по естественному малому параметру $H'/H_E \ll 1$, где H' — внешнее магнитное поле и эффективные поля релятивистской природы, действующие на намагниченности подрешеток (поле анизотропии, магнестрикции, взаимодействия Дзялошинского), H_E — эффективное поле межподрешеточного обменного взаимодействия [3, 4, 7].

При этом плотность энергии магнитоупругих колебаний кристалла ромбоэдрической структуры ($\alpha=Fe_2O_3, FeVO_3$), состоящая из упругой (w_y), магнитной (w_m) и магнитоупругой (w_{my}) энергий, может быть записана в виде

$$(1) \quad w = w_y + w_m + w_{my},$$

$$(2) \quad w_y = \frac{1}{2} \rho \dot{u}^2 + \frac{1}{2} \hat{c} \hat{u} \hat{u},$$

$$(3) \quad w_m = \frac{M_0}{2H_E} [\gamma^{-2} \dot{\varphi}^2 + \gamma^{-2} v_s^2 (\nabla \varphi)^2 + F(\varphi)],$$

$$(4) \quad F(\varphi) = -(H \cos \varphi + H_D)^2,$$

$$(5) \quad w_{my} = [\hat{B}_1(\varphi_0) \cos 2\varphi + \hat{B}_2(\varphi_0) \sin 2\varphi] \hat{u},$$

где φ — угол отклонения антиферромагнитного вектора от равновесного направления, перпендикулярного внешнему магнитному полю H , приложенному в базисной плоскости; φ_0 — угол между H и кристаллографической осью второго порядка (x); \hat{u} — тензор деформации, u — вектор смещения; $M_0 = |M_1| = |M_2|$, H_D — поле Дзялошинского; \hat{c} — тензор модулей упругости, $\hat{B}_{1,2}$ — тензоры магнестрикционных постоянных; v_s — скорость спиновых волн, ρ — плотность кристалла, γ — магнитомеханическое отношение;

$$\hat{B}_1(\varphi_0) + i\hat{B}_2(\varphi_0) = [\hat{B}_1(0) + i\hat{B}_2(0)] e^{-i2\varphi_0},$$

$$(6) \quad \hat{B}_1(0) \hat{u} = -\frac{1}{2} (B_{11} - B_{12}) (u_{xx} - u_{yy}) - 2B_{14} u_{yz},$$

$$(7) \quad \hat{B}_2(0) \hat{u} = - (B_{11} - B_{12}) u_{xy} - 2B_{14} u_{xz}.$$

Направление z выбрано параллельным кристаллографической оси третьего порядка.

Пользуясь соотношениями (1) — (6), можно получить следующие уравнения движения:

$$(8) \quad \rho \ddot{u}_i = \partial t_{ik} / \partial x_k,$$

$$(9) \quad \hat{t} = \hat{c} \hat{u} + \hat{B}_1 \cos 2\varphi + \hat{B}_2 \sin 2\varphi,$$

$$(10) \quad \gamma^{-2} [v_s^2 \Delta \varphi - \ddot{\varphi}] = \frac{1}{2} (\gamma^{-2} \omega_{s0}^2 - H H_D) \sin 2\varphi + H H_D \sin \varphi + \frac{2H_E}{M_0} (\hat{B}_2 \hat{u} \cos 2\varphi - \hat{B}_1 \hat{u} \sin 2\varphi),$$

где $\hat{u}(t) = \hat{u} - \hat{u}_0$, $\hat{u}_0 = -\hat{c}^{-1} \hat{B}_1$ — тензор спонтанных магнитоэластических деформаций, $\omega_{s0} = \gamma [H(H + H_D) + 2H_E H_{ms}]^{1/2}$ — частота антиферромагнитного резонанса, $H_{ms} = -2\hat{B}_1 \hat{u}_0 / M_0$ — эффективное поле спонтанной магнитоэластики.

Проекция ферромагнитного момента ($M = M_1 + M_2$) на направления, параллельное и перпендикулярное внешнему полю, в базисной плоскости соответственно имеют вид

$$(11) \quad M_{\parallel} = \frac{M_0}{M_E} (H \cos \varphi + H_D) \cos \varphi,$$

$$(12) \quad M_{\perp} = \frac{M_0}{H_E} (H \cos \varphi + H_D) \sin \varphi.$$

При относительно малых амплитудах магнитоупругих колебаний ($\varphi \ll 1$, $\hat{u}(t) \ll \hat{u}_0$) и не слишком высоких частотах ($\omega \ll \omega_{s0}$) решение уравнения (10) с точностью до членов не выше второго порядка по переменным деформациям может быть получено в виде

$$(13) \quad \varphi = -\frac{H_E}{M_0} \frac{(2\hat{B}_2 \hat{u})}{(\omega_{s0}/\gamma)^2} - \left(\frac{H_E}{M_0} \right)^2 \frac{(2\hat{B}_1 \hat{u})(2\hat{B}_2 \hat{u})}{(\omega_{s0}/\gamma)^4}.$$

Тензор напряжений в указанном приближении равен

$$(14) \quad \hat{t} = \hat{c} \hat{u} - \frac{H_E}{M_0} \frac{(2\hat{B}_2)^2}{(\omega_{s0}/\gamma)^2} \hat{u} - \left(\frac{H_E}{M_0} \right)^2 \frac{1}{(\omega_{s0}/\gamma)^4} \times \\ \times [2\hat{B}_1 (2\hat{B}_2 \hat{u})^2 + 4\hat{B}_2 (2\hat{B}_1 \hat{u})(2\hat{B}_2 \hat{u})].$$

Последнее слагаемое в соотношении (14) описывает квадратичные эффекты нелинейного искажения звуковых волн, обусловленные эффективным ангармонизмом, вносимым магнитной подсистемой в упругую [3]. Из соотношений (11)–(13) можно найти проекции ферромагнитного момента:

$$(15) \quad M_{\parallel} = M_0 \frac{H + H_D}{H_E} - \frac{1}{2} (H_D + 2H) \frac{H_E}{M_0} \frac{(2\hat{B}_2 \hat{u})^2}{(\omega_{s0}/\gamma)^4},$$

$$(16) \quad M_{\perp} = -2(H + H_D) \left[\frac{\hat{B}_2 \hat{u}}{(\omega_{s0}/\gamma)^2} + \frac{H_E}{M_0} \frac{(2\hat{B}_1 \hat{u})(2\hat{B}_2 \hat{u})}{(\omega_{s0}/\gamma)^4} \right].$$

Входящие в выражения (15), (16) величины деформаций определяются из уравнения (8) с учетом соотношения (14). В частном случае распространения волн параллельно оси z продольные звуковые волны не взаимодействуют с магнитной подсистемой, а поперечные описываются уравнениями:

$$(17) \quad \rho \ddot{u}_{\xi} = c_{44} (1 - \zeta) \frac{\partial^2 u_{\xi}}{\partial z^2} + 4\zeta^2 c_{44}^2 B_{14}^{-1} \frac{\partial}{\partial z} (u_{\xi z} u_{\eta z}),$$

$$(18) \quad \rho \ddot{u}_{\eta} = c_{44} \frac{\partial^2 u_{\eta}}{\partial z^2} + 2\zeta^2 c_{44}^2 B_{14}^{-1} \frac{\partial}{\partial z} u_{\xi z}^2,$$

где $\zeta = \frac{H_E}{M_0} \frac{(2B_{14})^2}{(\omega_{s0}/\gamma)^2 c_{44}}$ — квадрат коэффициента магнитоупругой связи;

орты ξ , η ориентированы под углом $2\varphi_0$ по отношению к осям x и y соответственно. Видно, что в линейном приближении спектр поперечных звуковых волн состоит из двух ветвей, одна из которых не взаимодействует с магнитной подсистемой (см. (18)), тогда как в другой скорость звука

перенормируется магнитоупругой связью, причем перенормировка модуля упругости достигает десятков процентов в кристаллах $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$, FeVO_3 [8] и должна учитываться при выборе условий эксперимента.

Квадратичные по деформациям составляющие проекций ферромагнитного момента определяются из равенств (15), (16) соотношениями:

$$(19) \quad \mu_{\parallel} = \frac{H_D + 2H}{4(H_D + H)} \mu_0 u_{\xi z}^2, \quad \mu_{\perp} = \mu_0 u_{\xi z} u_{\eta z} + \delta\mu_{\perp},$$

$$\mu_0 = -\frac{2H_E}{M_0} (H_D + H) \frac{(4B_{14})^2}{(\omega_{s0}/\gamma)^4},$$

где слагаемое $\delta\mu_{\perp}$ учитывает собственные нелинейные искажения звуковых волн за счет эффективного упругого ангармонизма. Из соотношения (19) следует, что при нерезонансном взаимодействии распространяющихся навстречу друг другу звуковых волн с частотами ω_1 и ω_2 и волновыми векторами k_1 и k_2 в антиферромагнетике возникают колебания намагниченности на частоте $\Omega = \omega_1 + \omega_2$ с пространственной периодичностью, определяемой волновым числом $\Delta k = k_1 - k_2$. Отметим, что вследствие нерезонансного характера взаимодействия вклад от собственных нелинейных искажений звуковых волн оказывается пренебрежимо малым по параметру $\delta\mu_{\perp}/\mu_{\perp} \sim \zeta \Delta k/k \ll 1$.

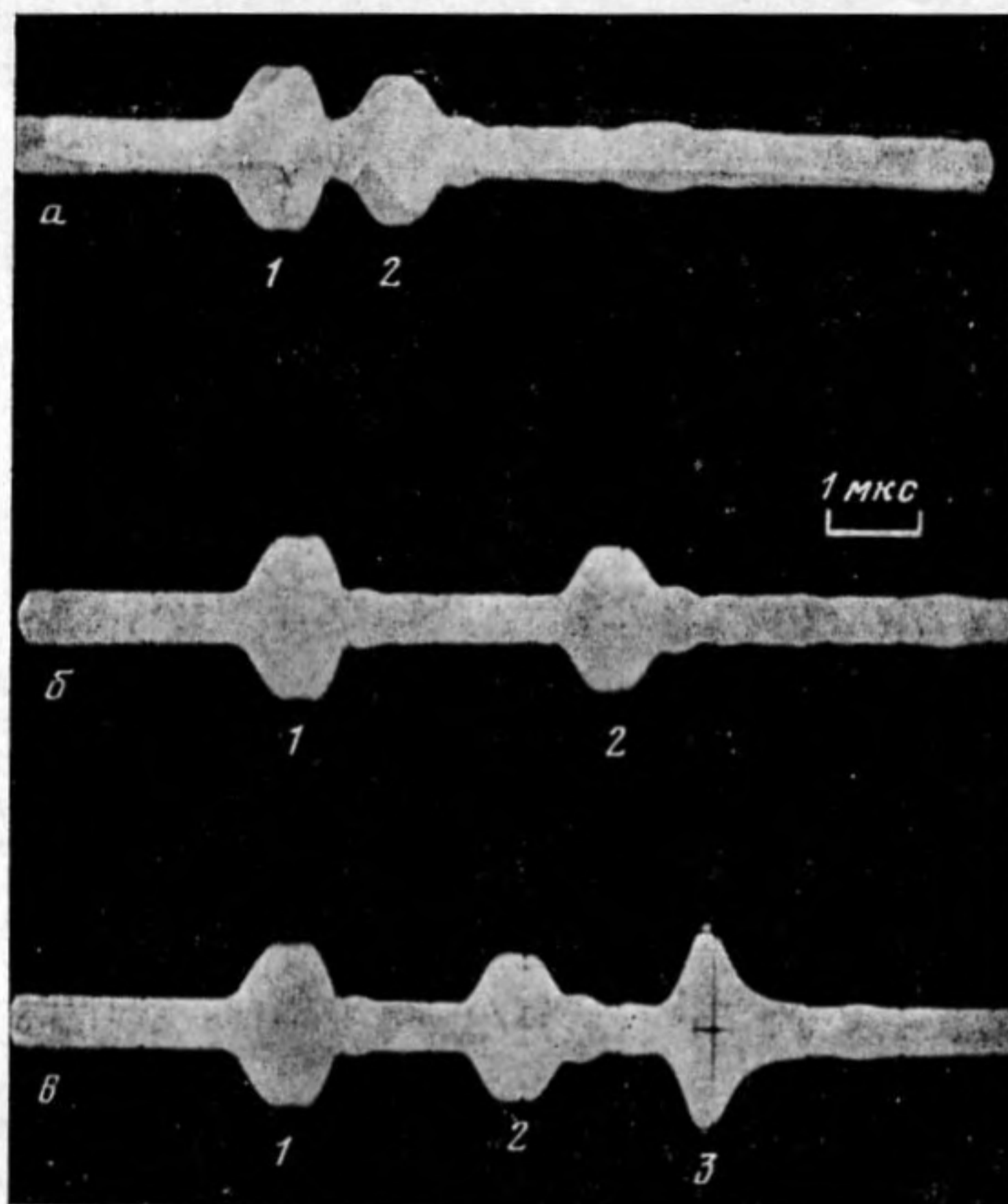
При выполнении условия $\Delta k = 0$ немодулированные звуковые волны возбуждают в кристалле однородные колебания намагниченности.

Из соотношений (17)–(19) следует, что условие $\Delta k = 0$ может быть выполнено при внутримодовом взаимодействии линейно магнитоупруго связанных волн на частотах $\omega_1 = \omega_2$ с возбуждением μ_{\parallel} и при межмодовом взаимодействии линейно-связанной и несвязанной волн на частотах $\omega_1 \neq \omega_2$ с возбуждением μ_{\perp} .

Из соотношений (19) следует, что, например, для кристалла $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ ($2B_{14} = 3 \cdot 10^7$ эрг/см³, $H_E = 9,2 \cdot 10^3$ кЭ, $H_D = 22$ кЭ, $H_{ms} = 0,7$ Э, $c_{44} = 9 \cdot 10^{11}$ эрг/см³, $M_0 = 870$ Гс см. [3, 4, 9]), помещенного в поле $H \sim 1$ кЭ, амплитуда колебаний намагниченности при звуковых деформациях порядка 10^{-6} составляет $10^{-3} - 10^{-4}$ Гс. Колебания такой амплитуды на частотах $(\omega/2\pi) = 10^7 - 10^8$ Гц легко могут быть зарегистрированы, например, индукционным способом.

Экспериментальное наблюдение нелинейного акустического возбуждения длинноволновых колебаний намагниченности проводилось на монокристалле гематита ($\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$) с линейным размером $l = 0,75$ мм в направлении оси третьего порядка. Сдвиговые встречные звуковые волны возбуждались с помощью двух пьезоизлучателей из LiNbO_3 на частотах $(\omega_1/2\pi) = 28,7$ мГц, $(\omega_2/2\pi) = 31,0$ мГц. Векторы поляризации излучателей ($e_{1,2}$) ориентировались по отношению к осям кристалла следующим образом: либо $e_1 \parallel e_2 \parallel x$, либо $e_1 \parallel x$, $e_2 \parallel y$. Звуковые импульсы имели длительность $\tau \approx 1$ мкс.

Регистрация магнитных колебаний осуществлялась индукционным способом, причем плоскость приемной катушки ориентировалась параллельно оси x кристалла. Наводимая э.д.с. регистрировалась либо с помощью селективного вольтметра, либо с помощью осциллографа. В последнем случае сигнал предварительно усиливался селективным усилителем, настроенным на частоту 60 мГц с полосой пропускания 5 мГц. Для надежного временного разделения возбуждающих и принимаемого сигналов между кристаллом и пьезоизлучателями располагались кварцевые звукопроводы длиной 7 и 14 мм. Кристалл помещался во внешнее магнитное поле электромагнита и мог поворачиваться вместе с излучателями и приемной индуктивностью вокруг оси z . Изменением времени задержки между возбуждающими сигналами регулировалось пространственное положение области перекрытия звуковых импульсов.

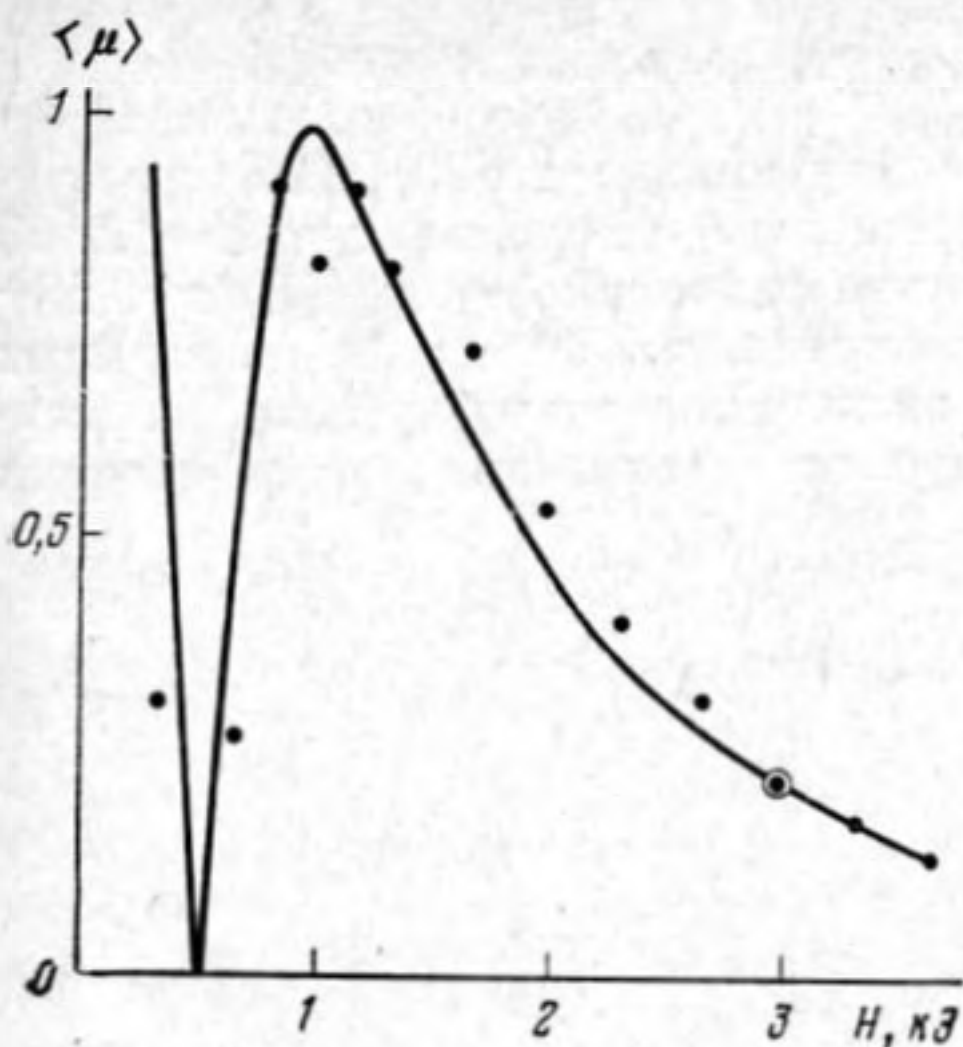


Фиг. 1. Влияние времени задержки между импульсами напряжения на излучателях (1, 2) на процесс возбуждения сигнала с частотой $\Omega = \omega_1 + \omega_2$ (3). Задержка обеспечивает перекрытие звуковых импульсов вне (а, б) и внутри (в) объема антиферромагнетика

Сигнал на частоте $\Omega = \omega_1 + \omega_2$ возникал только в том случае, когда звуковые импульсы перекрывались в объеме кристалла $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$, откуда следует, что источником индуцированного сигнала являлось взаимодействие звуковых волн в объеме антиферромагнетика (фиг. 1). На фиг. 2 приведена экспериментальная зависимость амплитуды индуцированного сигнала на частоте $\Omega = \omega_1 + \omega_2$ от напряженности внешнего поля $H \parallel X$ при ортогональных поляризациях звуковых волн ($e_1 \parallel x$, $e_2 \parallel y$), а на фиг. 3 — зависимость амплитуды от угла (φ_0) между внешним магнитным полем $H = 1,7$ кЭ и осью x кристалла при параллельных и ортогональных поляризациях излучателей. В последнем случае амплитуда регистрируемых сигналов при $|\varphi_0| \geq \pi/4$ не превосходила уровня, показанного на фиг. 3.

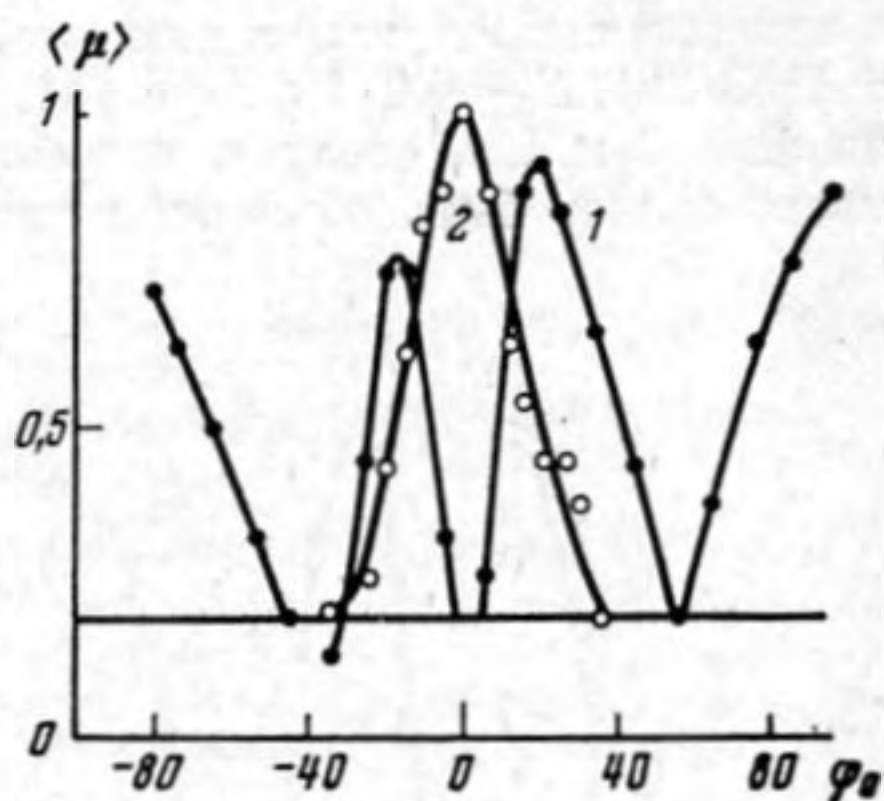
В рассмотренных экспериментальных условиях индуцированный сигнал пропорционален среднему по длине (l) образца значению проекции переменного магнитного момента на направление, перпендикулярное оси второго порядка $\langle \mu_y(\Omega) \rangle = \langle \mu \rangle = \langle \mu_{\parallel} \rangle \sin \varphi_0 + \langle \mu_{\perp} \rangle \cos \varphi_0$. Так как длина образца в данном случае удовлетворяет условию $\omega_{1,2}^{-1} \ll l/S_{\perp} \ll \tau$ ($S_{\perp}^2 = c_{44}/\rho$), экспериментальные результаты можно проанализировать в приближении немодулированных волн.

Согласно изложенной теории, при произвольной ориентации векторов поляризации излучателей $e_{1,2}$ в базисной плоскости относительно поля H в нелинейном возбуждении колебаний намагниченности участвуют три



Фиг. 2

Фиг. 2. Зависимость относительной амплитуды регистрируемого сигнала на частоте $\Omega = \omega_1 + \omega_2$ от напряженности постоянного поля H



Фиг. 3

Фиг. 3. Зависимость относительной амплитуды регистрируемого сигнала на частоте $\Omega = \omega_1 + \omega_2$ от угла φ_0 между бинарной осью X и внешним полем H ; 1 — параллельная поляризация излучателей ($e_1 \parallel e_2 \parallel x$), 2 — ортогональная поляризация излучателей ($e_1 \parallel x, e_2 \parallel y$)

процесса взаимодействия звуковых волн: внутримодовый ($\bar{1} \bar{2}$) и межмодовые ($\bar{1} 2$) и ($1 \bar{2}$), где индексы $\bar{1}$, $\bar{2}$ и 1, 2 соответствуют линейно магнитоупругосвязанной и несвязанной волнам с частотами ω_1 и ω_2 .

Волновые числа соответствующих длинноволновых колебаний намагниченности определяются соотношениями

$$(20) \quad \Delta k_{\bar{1}\bar{2}} = \frac{\omega_2}{S_{\perp}(1-\xi)^{1/2}} \left(\frac{\omega_1}{\omega_2} - 1 \right),$$

$$(21) \quad \Delta k_{\bar{1}2} = \frac{\omega_2}{S_{\perp}} \left[\frac{\omega_1/\omega_2}{(1-\xi)^{1/2}} - 1 \right],$$

$$(22) \quad \Delta k_{1\bar{2}} = \frac{\omega_2}{S_{\perp}} \left[\frac{\omega_1}{\omega_2} - \frac{1}{(1-\xi)^{1/2}} \right].$$

В режиме параллельной поляризации излучателей ($e_1 \parallel e_2 \parallel x$) средние амплитуды магнитных колебаний для каждого из указанных процессов равны:

$$(23) \quad \langle \mu \rangle_{\bar{1}\bar{2}} = \frac{H_d + 2H}{4(H_d + H)} \mu_0 U_1 U_2 f_{\bar{1}\bar{2}} \cos^2 2\varphi_0 \sin \varphi_0,$$

$$(24) \quad \langle \mu \rangle_{\bar{1}2, 1\bar{2}} = \mu_0 U_1 U_2 f_{\bar{1}2, 1\bar{2}} \frac{1}{4} \sin 4\varphi_0 \cos \varphi_0,$$

где $U_{1,2}$ — амплитуды деформаций на входе кристалла,

$$f_{ij} = \frac{\sin(\Delta k_{ij} l / 2)}{\Delta k_{ij} l / 2}.$$

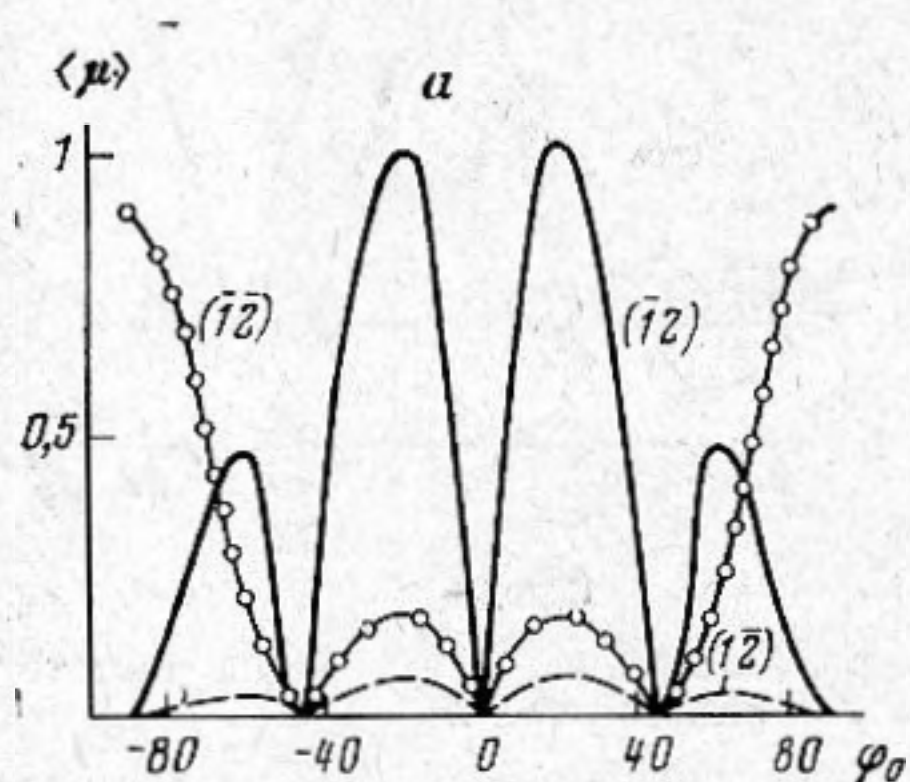
В режиме ортогональных излучателей ($e_1 \parallel x, e_2 \parallel y$) соответствующие амплитуды равны:

$$(25) \quad \langle \mu \rangle_{\bar{1}\bar{2}} = \frac{H_d + 2H}{4(H_d + H)} \mu_0 U_1 U_2 f_{\bar{1}\bar{2}} \frac{1}{2} \sin 4\varphi_0 \sin \varphi_0,$$

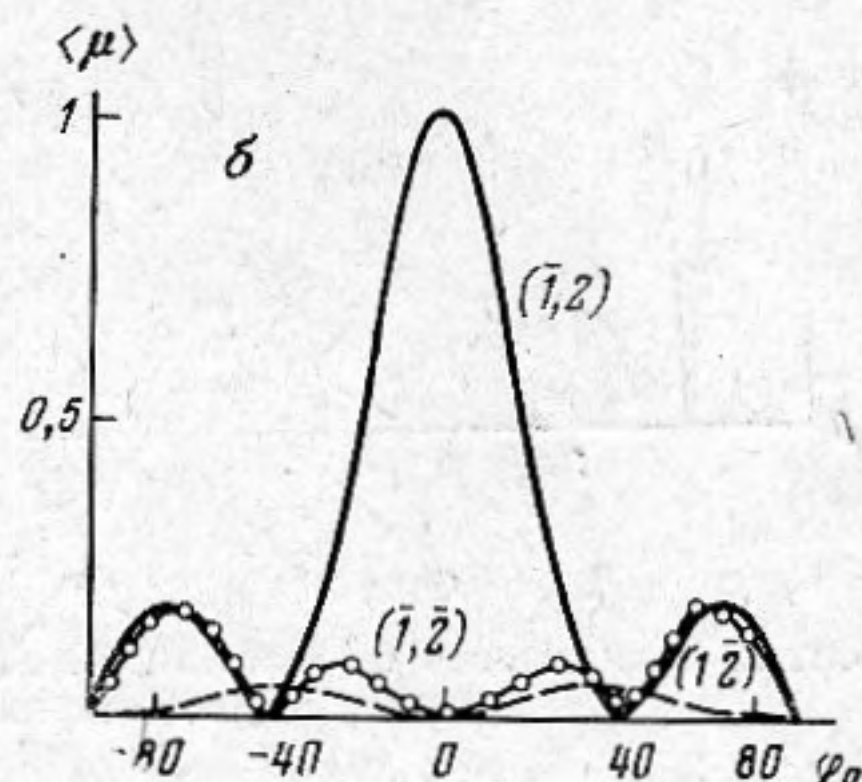
$$(26) \quad \langle \mu \rangle_{\bar{1}\bar{2}} = \mu_0 U_1 U_2 f_{\bar{1}\bar{2}}^{1/2} \cos^2 2\varphi_0 \cos \varphi_0,$$

$$(27) \quad \langle \mu \rangle_{1\bar{2}} = \mu_0 U_1 U_2 f_{1\bar{2}}^{1/2} \sin^2 2\varphi_0 \cos \varphi_0.$$

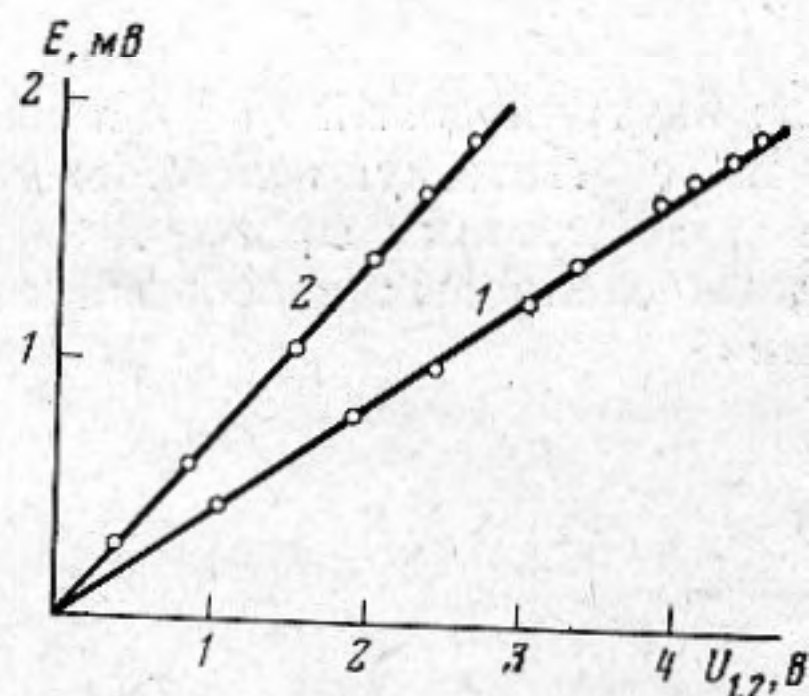
На фиг. 4 приведены угловые зависимости амплитуд (23), (24), рассчитанные применительно к экспериментальным условиям для $H=1,7$ кЭ с использованием известных для гематита значений $\zeta=0,42/(H\text{кЭ}+0,56+H^2\text{кЭ}/22)$, $S_{\perp}=4,2 \cdot 10^5$ см/с [4]. Из сравнения зависимостей, показанных на фиг. 3 и 4, а, следует, что форма экспериментальной угловой зависимости может быть объяснена как результат реализации внутримодовых



Фиг. 4а



Фиг. 4б



Фиг. 5

Фиг. 4. Расчетные зависимости средних амплитуд магнитных колебаний на частоте $\Omega = \omega_1 + \omega_2$, обусловленных внутримодовым $(\bar{1}\bar{2})$ и межмодовыми $(\bar{1}2)$, $(1, \bar{2})$ взаимодействиями, от угла φ_0 : а — параллельная поляризация излучателей ($e_1 \parallel e_2 \parallel x$), б — ортогональная поляризация излучателей ($e_1 \parallel x$, $e_2 \parallel y$)

Фиг. 5. Зависимость индуцируемой э.д.с. от амплитуд напряжения на излучателях

и межмодовых акустических взаимодействий, обусловленных магнитной подсистемой кристалла.

На фиг. 4, б показаны угловые зависимости амплитуд магнитных колебаний (25) — (27), рассчитанных для режима ортогональной поляризации излучателей. Из сравнения зависимостей, приведенных на фиг. 3 и 4, б, следует, что в данном режиме основную роль в формировании индуцированного сигнала играет процесс межмодового магнитоакустического взаимодействия.

На фиг. 2 сплошной кривой показана зависимость амплитуды колебаний от напряженности магнитного поля, рассчитанная с помощью соотношений (26), (19), (21) для режима 2 при $\varphi_0 = 0$. Эта зависимость удовлетворительно согласуется с результатами измерений, приведенными на той же фигуре (точка приведения соответствует $H=3$ кЭ). Линейность зависимостей индуцированного сигнала от амплитуд взаимодействующих волн подтверждается результатами измерений, приведенными на фиг. 5. Уровню сигнала 2 мВ соответствует амплитуда намагниченности $\sim 3 \cdot 10^{-4}$ Гс.

Из соотношений (19) следует, что при импульсной модуляции звуковых волн в условиях $\tau < l/S_{\perp}$ временная огибающая индуцированной на-

магнитичности при $\Delta k=0$ представляет собой функцию свертки огибающих взаимодействующих волн. Таким образом, рассмотренное взаимодействие может быть положено в основу магнитоакустического способа обработки информации.

Авторы благодарят В. Г. Куриленко, А. А. Евдокимова за представленные монокристаллы гематита и М. А. Савченко за обсуждение результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Савченко М. А. Связанные магнитоупругие волны в антиферромагнетиках. Физ. тв. тела, 1964, 6, 3, 864–872.
2. Боровик-Романов А. С., Рудашевский Е. Г. О влиянии спонтанной стрикции на антиферромагнитный резонанс в гематите. Ж. эксп. и теор. физ., 1964, 47, 6(12), 2095–2101.
3. Ожогин В. И., Преображенский В. Л. Эффективный ангармонизм упругой подсистемы антиферромагнетиков. Ж. эксп. и теор. физ., 1977, 73, 3(9), 988–1000.
4. Евтихийев Н. Н., Преображенский В. Л., Савченко М. А., Экономов Н. А. Нелинейное электроакустическое преобразование информации в высокотемпературном антиферромагнетике. Вопросы радиоэлектроники. Серия общетехническая, 1978, 2, 124–137.
5. Ожогин В. И., Лебедев А. Ю., Якубовский А. Ю. Удвоение частоты звука и акустическое детектирование в гематите. Письма в Ж. эксп. и теор. физ., 1978, 27, 6, 333–336.
6. Преображенский В. Л., Савченко М. А., Экономов Н. А. Нелинейное самовоздействие звуковых волн в антиферромагнетике с анизотропией типа «легкая плоскость». Письма в Ж. эксп. и теор. физ., 1978, 28, 2, 93–97.
7. Preobrazhensky V. L., Savchenko M. A. Magnetoacoustical solitons in easy plane type antiferromagnets. XXth AMPERE Congress, Abstr., C1307, Tallin, 1978.
8. Seavy M. H. Acoustic resonance in easy-plane weak ferromagnets α -Fe₂O₃ and FeBO₃. Sol. Stat. Comm., 1972, 10, 2, 219–223.
9. Levitin R. Z., Pachomov A. S., Shchurov V. A. The magnetoelastic coupling constants of hematite. Phys. Letts., 1968, 27A, 9, 603–604.

Московский институт радиотехники,
электроники и автоматики

Поступила
6 июля 1979 г.