АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том 36 1990 Вып. 4

УДК 534.8:534.26:548.0

© 1990 г.

Н. С. Шевяхов

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ С ДВИЖУЩЕЙСЯ БЛОХОВСКОЙ СТЕНКОЙ В КРИСТАЛЛЕ ФЕРРИТА-ГРАНАТА

В безобменном магнитостатическом приближении рассмотрено отражение поперечной волны блоховской (180-градусной) доменной стенкой, движущейся равномерно в кристалле феррита-граната.

Влияние стационарной (фиксированной) доменной структуры (ДС) феррита на акустическую накачку отмечалось неоднократно [1, 2]. Менее изучены изменения малосигнальной акустической накачки в ходе преобразований ДС, способные протекать в высокодобротных ферритах-гранатах при слабом неоднородном обмене без ощутимых искажений внутренних полей перемещающихся доменных границ [1] (ДГ). Суть данной проблемы выражает рассматриваемая ниже задача отражения поперечной монохроматической волны равномерно движущейся уединенной блоховской стенкой.

Впервые отражение акустической волны (АВ) движущейся ДС в феррите изучалось, по-видимому, в работе [4]. Однако ограничение нормальным падением потребовало учета магнитных потерь и структурных особенностей 180-градусной ДС исходя из представлений о неоднородном обмене. При значительном усложнении решение в [4] показало, вместе с тем, весьма низкую для кристаллов типа железо-иттриевого граната (ЖИГ) эффективность нормального отражения: $|R|^2 \sim 10^{-11}[\alpha^2+(k\Delta)^2]$, R — амплитудный коэффициент отражения АВ, k — волновое число, Δ — толщина ДГ, α — коэффициент магнитного затухания. Исследуемое нами отражение в условиях наклонного падения на движущуюся ДГ представляет самостоятельный интерес, так как в отличие от [4] индуцирование АВ на доменной стенке знакочередующихся (с периодичностью, определяемой проекцией волнового вектора падающей волны на ДГ) магнитных полюсов вызывает эффективный резонансный отклик магнитной подсистемы посредством полей сопутствующих магнитостатических колебаний (СМК).

Как крайнее выражение упомянутых выше условий слабого неоднородного обмена и высокой магнитной добротности феррита примем в пределе $\Delta \to 0$, $\alpha \to 0$ бесструктурную геометрическую модель ДГ. При этом подразумеваем, что подвижность ДГ $\mu_D \simeq \gamma\Delta/\alpha$ (см. [5]; γ — гиромагнитное отношение) достигает некоторого предельного значения. Заметим, что требование геометричности ДГ $k\Delta \ll 1$ выполняется при $\Delta \to 0$ формально для любых k. В действительности, однако, оно должно согласовываться с ограничением $k < k_m$, устанавливаемым по пренебрежению обменным взаимодействием. Для ЖИГ, например, $\Delta \sim 10^{-7}$ м и величину $k_m \sim 10^7$ м$^{-1}$, чтобы обеспечить применимость бесструктурной геометрической модели ДГ, требуется понизить на порядок.

Эффективное проявление связи упругой и магнитной подсистем при $k \lesssim k_m$ имеет место на частотах $\omega \sim 10^{10}$ с$^{-1}$ [1, 6]. С учетом произведенной коррекции k_m для скорости распространения магнитоакустических колебаний имеем поэтому оценку $v \simeq \omega/k_m \sim 10^4$ м/с. Ввиду соотношения $v \ll c$, c —

[1] Исключение составляет высокая структурная чувствительность ДГ к внешним воздействиям, например к магнитному полю, в окрестности фазового перехода [3].

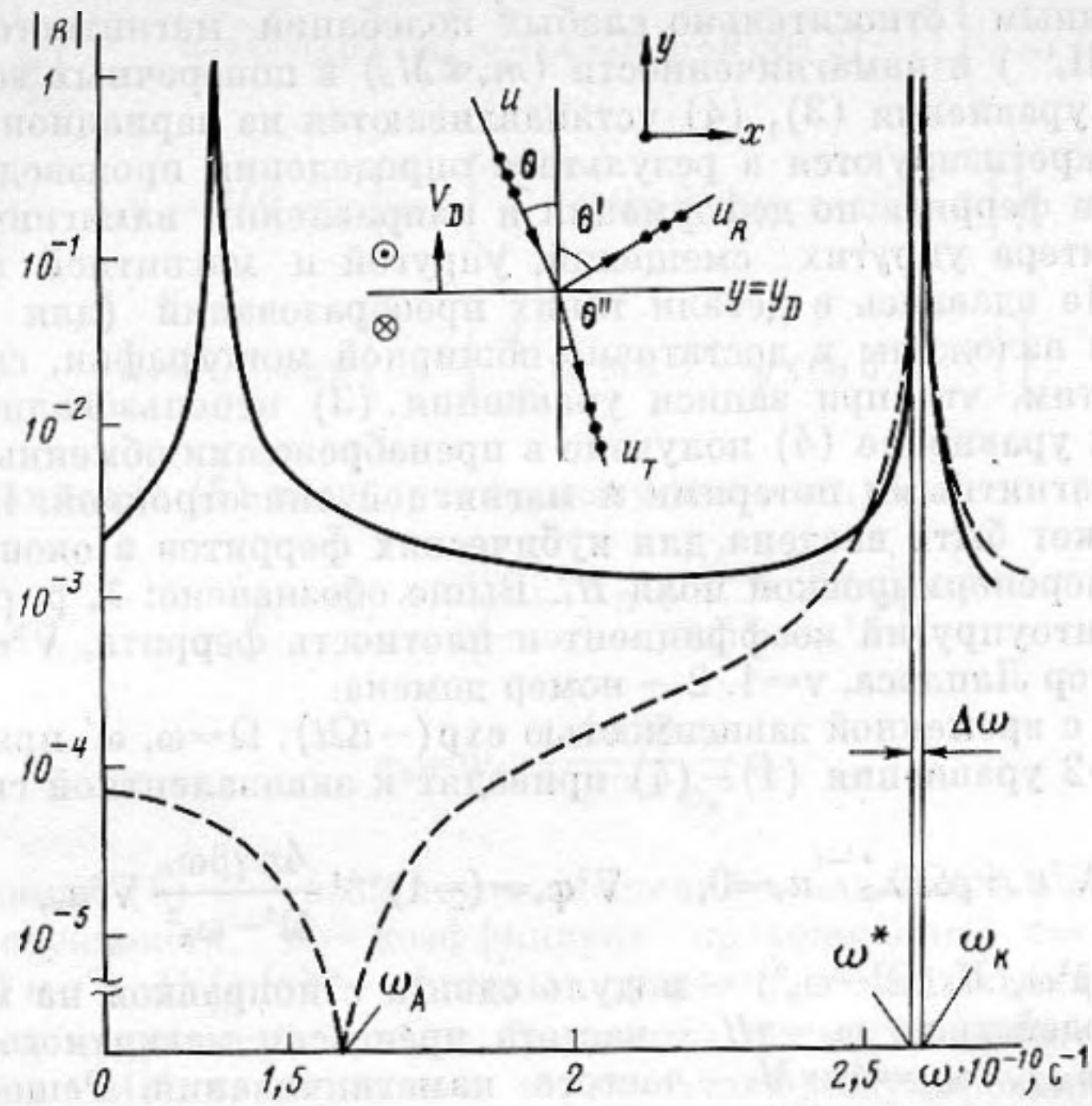

Рис. 1. Частотные зависимости модуля коэффициента отражения поперечной волны неподвижной ДГ в кристалле ЖИГ: $4\pi\gamma\beta^2/\lambda M_0=10^7$ c^{-1}, $\omega_0=1{,}4\cdot10^{10}$ c^{-1}, $\omega_M=3{,}5\cdot10^{10}$ c^{-1}. Штриховой кривой соответствуют условно отрицательные значения этих параметров кристалла

электродинамическая постоянная, отсюда следует возможность рассмотрения магнитных полей в статическом приближении, когда уравнения электродинамики принимают вид

$$\nabla\mathbf{b}^{(\nu)}=0,\ \mathbf{b}^{(\nu)}=\mathbf{h}_\nu+4\pi\mathbf{m}_\nu,\ \mathbf{h}_\nu=-\nabla\varphi_\nu. \tag{1}$$

Здесь $\mathbf{b}^{(\nu)}$ — вектор магнитной индукции, φ_ν — магнитный потенциал.

Примем кристаллографическую установку феррита-граната в системе координат $x0yz$ с осью $z\|\mathbf{M}_0^{(\nu)}\|\mathbf{H}_i^{(\nu)}\|\mathbf{u}_\nu$ (ось z совпадает с направлением [001]) и допустим, что при движении ДГ со скоростью V_D в направлении $[010]\|y$ внешнее воздействие не только не изменяет ее структуру, но и не нарушает однородности свойств кристалла или внутренних полей $H_i^{(\nu)}$ в доменах. Картина падения поперечной волны в плоскости (001) феррита на движущуюся ДГ показана схематически в верхней части рис. 1, причем согласно избранной бесструктурной геометрической модели доменной стенки

$$M_{0z}^{(\nu)}=(-1)^{\nu+1}M_0,\qquad H_{iz}^{(\nu)}=(-1)^{\nu+1}H_i, \tag{2}$$

где $\nu=1$ при $y>y_D$, $\nu=2$ при $y<y_D$, $y_D=V_Dt$ — координата ДГ, t — время, M_0 — спонтанная намагниченность, H_i — величина внутреннего магнитного поля в доменах.

Уравнения (1) дополним уравнением движения для упругих смещений

$$\rho\ddot{u}_\nu=\lambda\nabla^2u_\nu+(-1)^{\nu+1}\frac{\beta}{M_0}\nabla\mathbf{m}_\nu,\qquad \mathbf{u}_\nu=(0,0,u_\nu), \tag{3}$$

и уравнением движения магнитного момента $\mathbf{m}_\nu\simeq(m_x^{(\nu)},m_y^{(\nu)},0)$

$$\dot{\mathbf{m}}_\nu=-\gamma[\beta(\nabla\times\mathbf{u}_\nu)+(\mathbf{m}_\nu\times\mathbf{H}_i^{(\nu)})-(\mathbf{h}_\nu\times\mathbf{M}_0^{(\nu)})], \tag{4}$$

линеаризованным относительно слабых колебаний магнитного поля $\mathbf{h}_\nu$ ($h_\nu \ll H_i$, $\mathbf{h}_\nu \perp \mathbf{H}_i^{(\nu)}$) и намагниченности ($m_\nu \ll M_0$) в поперечных волнах. Напомним, что уравнения (3), (4) устанавливаются из вариационных принципов и конкретизируются в результате определения производных плотности энергии феррита по деформации и направлению намагниченности с учетом характера упругих смещений, упругой и магнитной симметрии кристалла. Не вдаваясь в детали таких преобразований (для ферритов-гранатов они изложены в достаточно обширной монографии, см. [1, 6]), все же заметим, что при записи уравнения (3) использовались соотношения (2), а уравнение (4) получено в пренебрежении обменным взаимодействием, магнитными потерями и магнитной анизотропией. Последняя, впрочем, может быть введена для кубических ферритов в окончательные результаты перенормировкой поля H_i. Выше обозначено: λ, β, ρ — модуль сдвига, магнитоупругий коэффициент и плотность феррита, $\nabla^2 = \partial^2/\partial x + \partial^2/\partial y^2$ — оператор Лапласа, $\nu = 1, 2$ — номер домена.

Для волн с временной зависимостью $\exp(-i\Omega t)$, $\Omega = \omega, \omega'$ при $\nu = 1$, $\Omega = \omega''$ при $\nu = 2$ уравнения (1)—(4) приводят к эквивалентной системе

$$\nabla^2 u_\nu + \rho\Omega^2 \lambda_\Omega^{*-1} u_\nu = 0, \qquad \nabla^2 \varphi_\nu = (-1)^{\nu+1} \frac{4\pi\gamma\beta\omega_0}{\Omega^2 - \omega_k^2} \nabla^2 u_\nu, \tag{5}$$

где $\lambda_\Omega^* = \lambda + \gamma\beta^2\omega_0/M_0(\Omega^2 - \omega_k^2)$ — модуль сдвига с поправкой на магнитоупругое взаимодействие, $\omega_0 = \gamma H_i$ — частота прецессии магнитного момента, $\omega_k^2 = \omega_0(\omega_0 + \omega_M)$, $\omega_M = 4\pi\gamma M_0$ — частота намагничивания. Решение системы (5) удовлетворяет на ДГ граничным условиям

$$\begin{gathered} \varphi_1|_{y=y_D} = \varphi_2|_{y=y_D}, \quad u_1|_{y=y_D} = u_2|_{y=y_D}, \\ \left(\lambda \frac{\partial u_1}{\partial y} + \frac{\beta}{M_0} m_y^{(1)}\right)\Big|_{y=y_D} = \left(\lambda \frac{\partial u_2}{\partial y} - \frac{\beta}{M_0} m_y^{(2)}\right)\Big|_{y=y_D}, \\ \left(4\pi m_y^{(1)} - \frac{\partial \varphi_1}{\partial y}\right)\Big|_{y=y_D} = \left(4\pi m_y^{(2)} - \frac{\partial \varphi_2}{\partial y}\right)\Big|_{y=y_D}, \end{gathered} \tag{6}$$

которые выражают в нерелятивистском (без учета эффектов порядка $V_D/c \ll 1$) приближении непрерывность потенциалов магнитного поля, сдвиговых смещений и напряжений, а также нормальных компонент магнитной индукции. В равенстве в (6) сдвиговых напряжений учтена согласно (2) антипараллельность спонтанной намагниченности в граничащих доменах, а величины $m_y^{(\nu)}$ определяются согласно уравнению (4) по формуле

$$m_y^{(\nu)} = (\Omega^2 - \omega_0^2)^{-1} \hat{L}_\nu (\gamma\beta u_\nu + (-1)^{\nu+1} \omega_M \varphi_\nu), \tag{7}$$

где

$\hat{L}_\nu = (-1)^{\nu+1}\omega_0 \dfrac{\partial}{\partial y} + i\Omega \dfrac{\partial}{\partial x}$ — линейно-дифференциальный оператор.

Движущуюся ДГ можно рассматривать как своеобразную волну возмущения (волну параметра), бегущую в покоящейся среде. Отражение электромагнитных волн на волне параметра (пучок релятивистских электронов, плазменный сгусток и т. д.) рассматривалось ранее в электродинамике и физике плазмы [7]. Методы решения таких задач основываются на требовании фазовой инвариантности всех типов волн и колебаний на движущейся границе и применимы здесь без существенных изменений.

Если ω — частота, θ — угол падения поперечной волны на блоховскую стенку, то для компенсации вызванного ее перемещением набега фазы и достижения упомянутой инвариантности в отраженной u_R и прошедшей u_T поперечных волнах следует рассматривать в общем случае доплеровски смещенные частоты ω' и ω'', а также принять условие: $\theta', \theta'' \neq \theta$, где θ' — угол отражения, θ'' — угол преломления. Используя принцип излучения, решение первого из уравнений (5) представим в виде

$$u_1 = u + u_R, \quad u_2 = u_T.$$

$$u=U\exp\left\{i\omega\left[\frac{1}{v}(x\sin\theta-y\cos\theta)-t\right]\right\},$$

$$u_R=UR\exp\left\{i\omega'\left[\frac{1}{v'}(x\sin\theta'+y\cos\theta')-t\right]\right\}, \tag{8}$$

$$u_T=UT\exp\left\{i\omega''\left[\frac{1}{v''}(x\sin\theta''-y\cos\theta'')-t\right]\right\}.$$

Второе уравнение (5) позволяет поэтому написать

$$\varphi_1=\Phi_1+\frac{4\pi\gamma\beta\omega_0}{\omega^2-\omega_k^2}u+\frac{4\pi\gamma\beta\omega_0}{\omega'^2-\omega_k^2}u_R, \tag{9}$$

$$\varphi_2=\Phi_2-\frac{4\pi\gamma\beta\omega_0}{\omega''^2-\omega_k^2}u_T.$$

В выражениях (8) U — амплитуда смещений в падающей волне, R — коэффициент отражения, T — коэффициент прохождения, $v=(\lambda_\omega^*/\rho)^{1/2}$, $v'=(\lambda_{\omega'}^*/\rho)^{1/2}$ и $v''=(\lambda_{\omega''}^*/\rho)^{1/2}$ — фазовые скорости соответственно падающей, отраженной и прошедшей волн. Величины Φ_ν в (9) представляют собой потенциалы СМК, возникающих в результате индуцирования магнитных полюсов на ДГ падающей волной. На возможность их образования при отражении АВ от границ неоднородностей в ферритах по аналогии с образованием пьезополяризационных сопутствующих колебаний вблизи отражающих границ пьезокристаллов [8], указывалось в [9].

Для определения Φ_ν из уравнения Лапласа $\nabla^2\Phi_\nu=0$ наряду с требованием ограниченности потенциалов в областях $y>y_D$ ($\nu=1$), $y<y_D$ ($\nu=2$) воспользуемся условием инвариантности фаз колебаний и волн на ДГ [7]. В итоге получаем

$$\Phi_1=Ce^{i\omega'\left[\frac{\sin\theta'}{v'}x-\left(1-\frac{V_D}{v'}\cos\theta'\right)t\right]}e^{-\frac{\omega'\sin\theta'}{v'}(y-y_D)},$$

$$\Phi_2=De^{i\omega''\left[\frac{\sin\theta''}{v''}x-\left(1+\frac{V_D}{v''}\cos\theta''\right)t\right]}e^{\frac{\omega''\sin\theta''}{v''}(y-y_D)}. \tag{10}$$

Из выражений (8)—(10) следует, что обеспечивающие граничные условия (6) соотношения инвариантности координатной и временной части фаз колебаний и волн, сопрягаемых на движущейся ДГ, имеют вид

$$\frac{\omega\sin\theta}{v}=\frac{\omega'\sin\theta'}{v'}=\frac{\omega''\sin\theta''}{v''}, \tag{11}$$

$$\omega\left(1+\frac{V_D}{v}\cos\theta\right)=\omega'\left(1-\frac{V_D}{v'}\cos\theta'\right)=\omega''\left(1+\frac{V_D}{v''}\cos\theta''\right). \tag{12}$$

Равенства (11) выражают при этом закон Снеллиуса, модифицированный к условиям (12) доплеровского сдвига частот и вследствие частотной дисперсии поперечных волн в ферритах позволяют определить аналитически без осложнений рефракционные характеристики только прошедшей волны: $\theta''=\theta$, $\omega''=\omega$, $v''=v$. С учетом этого обстоятельства подстановка (8)—(10) в (6) приводит с использованием (7) и соотношений (11), (12) к следующему выражению для R ($T=1+R$):

$$R=-\frac{i\frac{4\pi\gamma\beta^2}{\lambda_\omega^*M_0}\Gamma(\omega,\omega)\operatorname{tg}\theta}{\left(1+\frac{\lambda_{\omega'}^*}{\lambda_\omega^*}\operatorname{tg}\theta\operatorname{ctg}\theta'\right)+i\frac{4\pi\gamma\beta^2}{\lambda_\omega^*M_0}\Gamma(\omega',\omega)\operatorname{tg}\theta}. \tag{13}$$

Здесь

$$\Gamma(\Omega,\omega)=\frac{\Omega-\omega_M F(\Omega)}{\Omega^2-\omega_k^2}+\frac{\omega-\omega_M F(-\omega)}{\omega^2-\omega_k^2},$$
$$F(\Omega)=\frac{\Omega(\omega'-\omega)+\omega_0(\omega'+\omega)-2\omega_k^2}{2\omega'\omega-(2\omega_0+\omega_M)(\omega'+\omega)+2\omega_k^2}. \qquad (14)$$

Для статической блоховской стенки $V_D=0$ и из (11), (12) наряду с моночастотностью отражения ($\omega'=\omega$) получаем обычный закон отражения: $\theta'=\theta$. Обозначая $\lambda_{\omega'}^*=\lambda_\omega^*\equiv\lambda^*$ и учитывая согласно (14),

что $$F(\pm\omega)=\frac{\omega_0}{\omega-\omega_0},\quad \Gamma(\omega',\omega)=\Gamma(\omega,\omega)=2(\omega^2-\omega_k^2)^{-1}\left(\omega-\frac{\omega_0\omega_M}{\omega-\omega_0}\right),$$

для коэффициента отражения поперечной волны неподвижной ДГ имеем на основании (13) следующее выражение:

$$R=-\frac{i\dfrac{4\pi\gamma\beta^2}{\lambda^* M_0}\left(\omega-\dfrac{\omega_0\omega_M}{\omega-\omega_0}\right)\operatorname{tg}\theta(\omega^2-\omega_k^2)^{-1}}{1+i\dfrac{4\pi\gamma\beta^2}{\lambda^* M_0}\left(\omega-\dfrac{\omega_0\omega_M}{\omega-\omega_0}\right)\operatorname{tg}\theta(\omega^2-\omega_k^2)^{-1}}. \qquad (15)$$

Для типичных ферритов-гранатов $4\pi\gamma\beta^2/\lambda M_0\sim10^6-10^7$ с$^{-1}$ и на гиперзвуковых частотах $\omega\sim10^{10}$ с$^{-1}$ согласно (15) следует оценка $|R|\leqslant10^{-3}\operatorname{tg}\theta$, свидетельствующая о весьма высокой акустической прозрачности ДГ. Исключение представляют частоты магнитных резонансов при $\lambda^*(\omega^2-\omega_k^2)=0$, $\omega-\omega_0=0$, когда происходит полное отражение поперечной волны: $|R|\to1$. В первом случае выполняется магнитоакустический резонанс (МАР), для которого вследствие использования безобменного приближения характерно смещение резонансной частоты $\omega^*=\omega_k-\Delta\omega$ на ширину $\Delta\omega$ запрещенной частотной щели в спектре связанных объемных магнитостатических и поперечных волн. Во втором случае имеет место резонанс однородной прецессии (РОП), представляющий собой особую форму ферромагнитного резонанса (ФМР) на СМК при обращении полярности насыщающего (спонтанного) магнитного поля на отражающей волну границе, что и имеет место, согласно (2), на блоховской стенке.

Инверсия направлений спонтанной намагниченности и внутренних полей в доменах, соответствующая в (15) замене $M_0\to-M_0$, $\omega_0\to-\omega_0$, $\omega_M\to-\omega_M$, не сказывается на проявлении МАР, но приводит к смене РОП ферромагнитным антирезонансом на СМК. Существование такого альтернативного решения выражает присущую ферритам невзаимность. Положение частоты ферромагнитного антирезонанса ω_A определяется условием $R=0$ и с учетом (15) дает $\omega_A=(1/2)\sqrt{\omega_0(\omega_0+4\omega_M)}\pm\omega_0/2$, где отрицательный знак выбирается при падении поперечной волны со стороны домена с отрицательной полярностью намагниченности.

Резонансные особенности отражения поперечной волны неподвижной ДГ иллюстрируют частотные зависимости $|R(\omega)|$, представленные на рис. 1 для кристалла ЖИГ при $\theta=30°$. Сплошной линией изображены значения $|R|$, соответствующие положительной полярности спонтанной намагниченности и внутреннего поля в верхнем домене. Штриховой кривой показана зависимость $|R(\omega)|$ для альтернативного варианта решения. На частоте $\omega=\omega_k$ оба решения дают одинаковое значение $|R|=\sin\theta$.

Анализируя влияние движения ДГ на отражение поперечной волны необходимо отметить, что согласно (11)–(13) определяющим оказывается изменение рефракционных характеристик волн вследствие перемещения ДГ. Частотная дисперсия поперечных волн в феррите-гранате не позволяет аналитически определить θ', ω' и v' из уравнений (11), (12). Поэтому в наиболее реалистичном случае дозвукового режима движения ДГ $|V_D|<v_0$, $v_0=(\lambda/\rho)^{1/2}$ предпримем численное решение этих уравнений методом итераций. За нулевое приближение выберем значения $\theta'=\theta$, $\omega'=\omega$, $v'=v$, соответствующие неподвижной ДГ. Согласно расчетам на ЭВМ

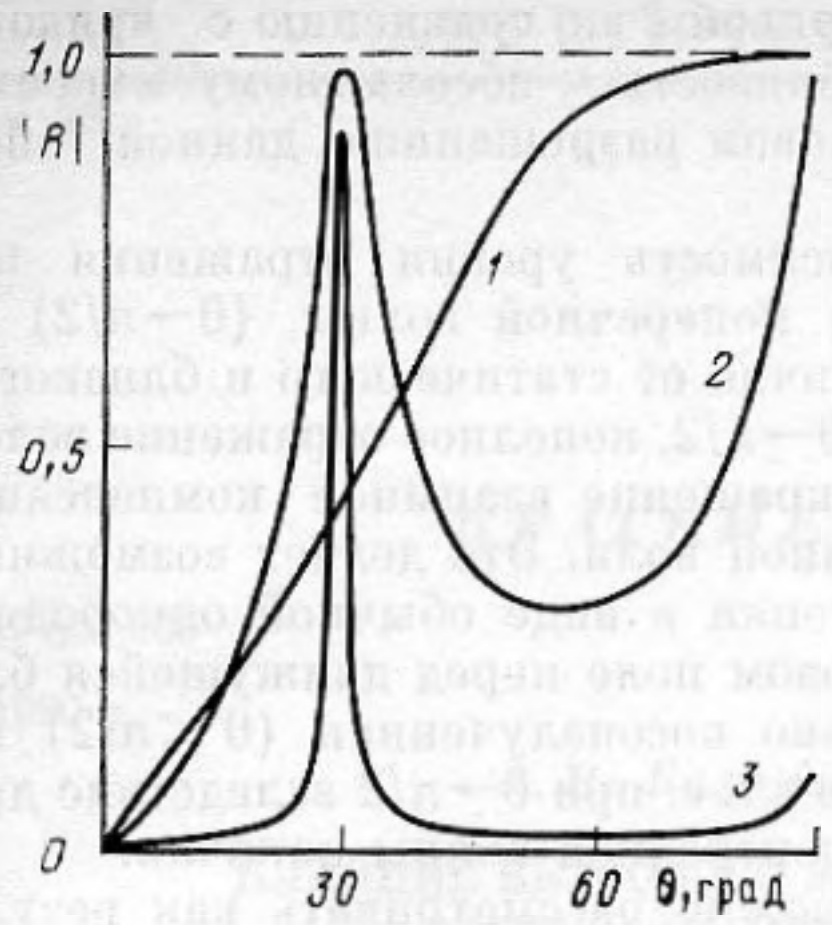

Рис. 2

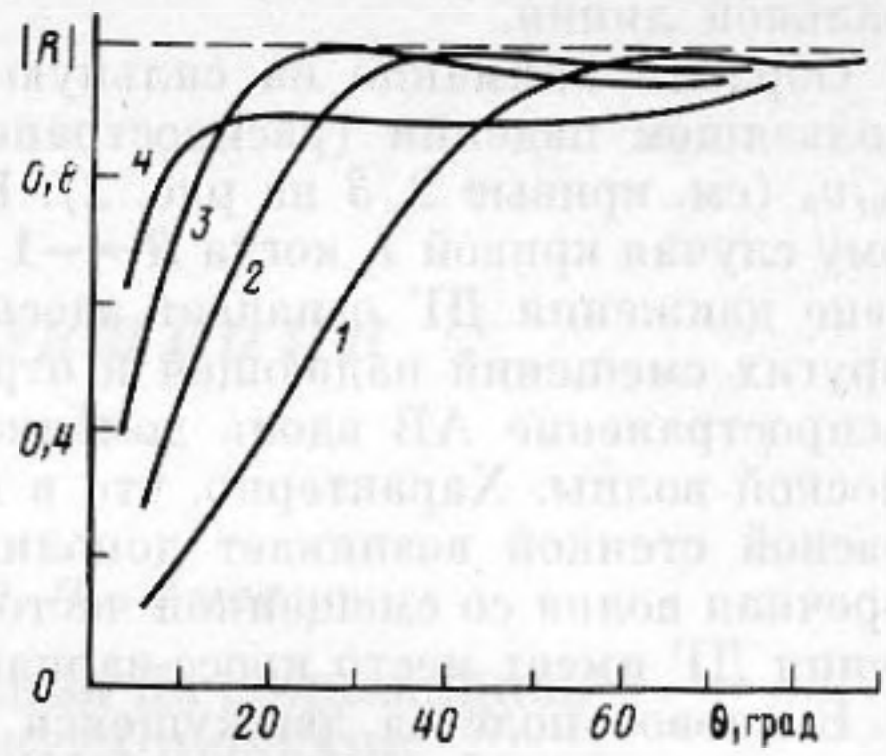

Рис. 3

Рис. 2. Угловые зависимости модуля коэффициента отражения поперечной волны, встречно движущейся в ЖИГ, блоховской стенкой при различных расстройках РОП $\delta\omega_0=(\omega_0-\omega)/\omega_0$ и приведенных скоростях движения V_D/v_0 в окрестности ФМР: *1* – $V_D/v_0=0{,}001$, $\delta\omega_0\simeq 7{,}14\cdot 10^{-8}$; *2* – $V_D/v_0=0{,}01$, $\delta\omega_0\simeq 8{,}72\cdot 10^{-3}$; *3* – $V_D/v_0=0{,}1$, $\delta\omega_0\simeq 9{,}18\cdot 10^{-2}$. Штриховой линии соответствует $V_D/v_0=0$, $\delta\omega_0=0$

Рис. 3. Угловые зависимости модуля коэффициента отражения поперечной волны, попутно движущейся в ЖИГ, с приведенной скоростью $V_D/v_0=-0{,}01$ блоховской стенкой при различных расстройках РОП $\delta\omega_0=(\omega_0-\omega)/\omega_0$ в окрестности ФМР: *1* – $\delta\omega_0=-3{,}57\cdot 10^{-4}$, *2* – $\delta\omega_0=-7{,}14\cdot 10^{-4}$, *3* – $\delta\omega_0=-8{,}57\cdot 10^{-4}$, *4* – $\delta\omega_0=-1{,}07\cdot 10^{-3}$. Штриховая линия соответствует значениям $\delta\omega_0=0$, $V_D/v_0=0$

встречное (при $V_D>0$) движение ДГ повышает частоту отраженной волны и снижает угол отражения ($\theta'<\theta$). Обратное имеет место при попутном движении блоховской стенки, когда $V_D<0$. Относительный частотный сдвиг в отраженной волне $\delta\omega=(\omega'-\omega)/\omega\sim V_D/v$ наиболее заметен при МАР (совместный полюс функций $\Gamma(\omega,\omega)$, $\Gamma(\omega',\omega)$): $\lambda_\omega^*(\omega^2-\omega_k^2)=0$. Таким образом, движение доменной стенки не модифицирует МАР и сохраняет отражение полным. Выполнение расчетов в окрестности МАР осложнено, однако, наличием запрещенной частотной щели и далее не рассматривается.

В отличие от МАР движение блоховской стенки сказывается на положении ФМР (РОП), который устанавливается полюсами функций $F(\omega)$, $F(\omega')$ в окрестности нижней границы спектра уокеровских частот в соответствии с (11), (12) и уравнением $\omega'=\omega_0+\omega_M(\omega-\omega_0)[2(\omega-\omega_0)-\omega_M]^{-1}$. Таким образом, в условиях ФМР на СМК реализуется неявная зависимость между θ, V_D/v_0 и частотами ω, ω'. При встречном движении ДГ общей тенденцией является снижение резонансной частоты с ростом V_D.

Нарушение строгой резонансной согласованности величин V_D/v_0, θ, ω приводит к заметным различиям в больших численных значениях функций $\Gamma(\omega,\omega)$ и $\Gamma(\omega',\omega)$ вблизи полюса, предопределяя в конечном итоге неполное отражение поперечной волны ДГ. При этом ввиду близости ФМР с изменением одной из трех вышеуказанных величин (остальные фиксированы) возможна оптимизация уровня отражения. На рис. 2, 3 приведены соответственно для встречного и попутного движения ДГ в кристалле ЖИГ с параметрами, указанными в подписи к рис. 1, угловые зависимости $|R(\theta)|$, иллюстрирующие наличие оптимизационного максимума $\max|R(\theta)|$.

Из рис. 2 видно, что с повышением скорости встречного движения ДГ $\max|R(\theta)|$ для $\theta\geqslant 30°$ проявляется при опережающем росте частотной расстройки РОП в сторону понижения частоты. При недостаточной частотной расстройке РОП вследствие движения ДГ формирования $\max|R(\theta)|$ еще не происходит (см. кривую *1*), но уже снимается угловая однородность полного отражения статичной доменной стенкой, представленная штриховой линией. Угловая ширина и высота пика определяются соотно-

шением величин θ, V_D/v_0, ω. Так для кривой *2* по сравнению с кривой *3* эти параметры обеспечивают большую близость к абсолютному максимуму ФМР, но при заметно меньшем «угловом разрешении» данной спектральной линии.

Обратим внимание на сильную зависимость уровня отражения при скользящем падении (распространении) поперечной волны ($\theta \to \pi/2$) от V_D/v_0 (см. кривые *2*, *3* на рис. 2). В отличие от статического и близкого к нему случая кривой *1*, когда $R \to -1$ при $\theta \to \pi/2$, неполное отражение вследствие движения ДГ означает здесь прекращение взаимной компенсации упругих смещений падающей и отраженной волн. Это делает возможным распространение АВ вдоль доменной стенки в виде обычной однородной плоской волны. Характерно, что в волновом поле перед движущейся блоховской стенкой возникает дополнительно косоизлученная ($\theta' < \pi/2$) поперечная волна со смещенной частотой ω', т. е. при $\theta \to \pi/2$ вследствие движения ДГ имеет место кросс-вариация поперечной волны накачки.

Волновое поле за движущейся ДГ можно рассматривать как результат скользящего (при $\theta \to \pi/2$) отражения поперечной волны попутно движущейся ДГ. Кривые *1—4* на рис. 3 показывают, что уровень скользящего отражения поперечной волны здесь уже слабо зависит от ω и V_D/v_0. При этом (см. (13)) отражение является почти полным и противофазным ($R \approx -1$), свидетельствуя о почти полной компенсации волнового поля за ДГ. В заключение заметим более слабую выраженность $\max|R(\theta)|$ при отражении поперечной волны движущейся ДГ, которые, однако, испытывают более заметное изменение своего местоположения с ростом ω, чем это имело место в случае кривых на рис. 2.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Леманов В. В., Смоленский Г. А.* Гиперзвуковые волны в кристаллах // УФН. 1972. Т. 108. № 3. С. 465–501.
2. *Зарембо Л. К., Карпачев С. Н.* Магнитоакустический резонанс в полидоменных кубических кристаллах ферритов // ФТТ. 1986. Т. 28. № 1. С. 311–314.
3. *Горнаков В. С., Дедух Л. М., Кабанов Ю. П.* Движение доменных границ в монокристаллах иттриевого феррограната при высоких температурах // ФТТ. 1984. Т. 26. № 3. С. 648–654.
4. *Недлин Г. М., Шапиро Р. Х.* Переизлучение и рассеяние звука движущейся доменной стенкой в ферромагнетиках // ФТТ. 1976. Т. 18. № 6. С. 1696–1702.
5. *О'Делл Т.* Ферромагнитодинамика. М.: Мир, 1983. С. 256.
6. *Ле-Кроу Р., Комсток Р.* Магнитоупругие взаимодействия в ферромагнитных диэлектриках // Физическая акустика/Под ред. Мезона У. Т. III. Ч. Б. М.: Мир, 1968. С. 156–243.
7. *Болотовский Б. М., Столяров С. Н.* Отражение света от движущегося зеркала и родственные задачи // УФН. 1989. Т. 159. № 1. С. 155–180.
8. *Балакирев М. К., Гилинский И. А.* Волны в пьезокристаллах. Новосибирск: Наука, 1982. С. 240.
9. *Барабанщиков И. В., Лямшев Л. М., Шевяхов Н. С.* Отражение сдвиговых волн и пучков от границы кубического феррита с вакуумом // Докл. IX Всесоюз. Акуст. конф. Сек. В. М.: АКИН, 1977. С. 127–130.

Ульяновский сельскохозяйственный институт

Поступила в редакцию 11.07.89

N. S. Shevyakhov

INTERACTION OF AN ACOUSTIC WAVE WITH A MOVING BLOCH WALL IN A FERROGARNET CRYSTAL

A reflection of a transverse wave by a uniformly moving Bloch wall (180° domain wall) in a ferrogarnet crystal is considered in a exchange-free magnetostatic approach.