Math-Net.Ru
All Russian mathematical portal

P. E. Zil'berman, A. V. Umanskii, PRESSURE OF SPIN AND ULTRASONIC-WAVES ON THE BLOCH DOMAIN BOUNDARY IN THE MONOAXIAL SEGNETOELECTRIC,
Zhurnal Tekhnicheskoi Fiziki, 1988, Volume 58, Issue 8, 1572–1576

https://www.mathnet.ru/eng/jtf2995

Use of the all-Russian mathematical portal Math-Net.Ru implies that you have read and agreed to these terms of use
https://www.mathnet.ru/eng/agreement

Download details:
IP: 18.97.9.175
December 14, 2025, 20:38:17

$$|\Delta\varphi| = \frac{\sin^2(2\varphi - \Theta z)}{2\Theta z}\frac{\alpha_1}{\alpha_2}\sqrt{\Delta^2(\alpha_1) + \Delta^2(\alpha_2)}.$$

Пусть α_1 и α_2 известны с погрешностью около 10 %, т. е. $\Delta(\alpha_1) \simeq \Delta(\alpha_2) = 0.1$. Тогда при термостабилизирующем значении угла анализатора для $\Theta z \simeq \pi/2$ получаем $|\Delta\varphi| \leqslant 0.07$ рад, а для $\Theta z \simeq 3\pi/2$ получаем $|\Delta\varphi| \leqslant 0.03$ рад. Видно, что с увеличением длины кристалла уменьшается погрешность определения термостабилизирующего угла анализатора, кроме того, для $\Theta z \simeq 3\pi/2$ термостабильность сочетается с более высокой чувствительностью. Вместе с тем относительная нестабильность m, как видно из рис. 2, возрастает с увеличением длины кристалла. В соответствии с рис. 2, *а* возможная нестабильность коэффициента m в диапазоне температур 15—95 °C не превышает ∓ 1 %.

Итак, при исследовании поперечного ЭО эффекта показано, что естественная гиротропия силиката висмута обусловила возможность термостабилизации коэффициента ЭО модуляции. Термостабилизация достигается путем выбора такого значения угла анализатора, при котором изменения коэффициента ЭО модуляции, вызванные температурными изменениями эллиптичности световой волны и азимута эллипса поляризации, взаимно компенсированы. Существенно, что термостабилизацию можно обеспечить при любых длинах кристалла, представляющих практический интерес при ЭО модуляции.

Литература

[1] *Yoshino T.* J. Soc. Instr. Contr. Eng., 1985, v. 24, N 9, p. 803—808.
[2] *Dakin J. P.*, *Holliday M. C.* Proc. SPIE, 1984, v. 468, p. 237—240.
[3] *Hidaka K.*, *Murooka Y.* IEE Proc., Pt A, 1985, v. 132, N 3, p. 139—146.
[4] *Гуляев Ю. В.*, *Копылов Ю. Л.*, *Кравченко В. Б.* и др. ЖТФ, 1984, т. 54, № 9, с. 1820—1822.
[5] *Kanoi M.*, *Takahashi G.*, *Sato T.* et al. J. Lightwave Technol., 1985, v. Lt-3, N 2, p. 1277—1280.
[6] *Wyss J. C.*, *Sheerau S. T.* J. Lightwave Technol., 1985, v. LT-3, N 2, p. 316—320.
[7] *Kuhara Y.*, *Hamasaki Y.*, *Kawakami A.* et al. Electr. Lett., 1982, v. 18, N 24, p. 1055—1056.
[8] *Куцаенко В. В.*, *Потапов В. Т.*, *Шпилевский Р. В.* ЖТФ, 1985, т. 55, № 7, с. 1370—1376.
[9] *Мустель Е. Р.*, *Парыгин В. Н.* Методы модуляции и сканирования света. М.: Наука, 1979. 295 с.
[10] *Куцаенко В. В.*, *Потапов В. Т.*, *Горчаков В. К.* ФТТ, 1986, т. 28, № 6, с. 1778—1782.

Институт радиотехники
и электроники АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
27 июня 1987 г.

УДК 538.221 *Журнал технической физики, т. 58, в. 8, 1988*

ДАВЛЕНИЕ СПИНОВЫХ И УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ВОЛН НА БЛОХОВСКУЮ ДОМЕННУЮ ГРАНИЦУ В ОДНООСНОМ ФЕРРОМАГНЕТИКЕ

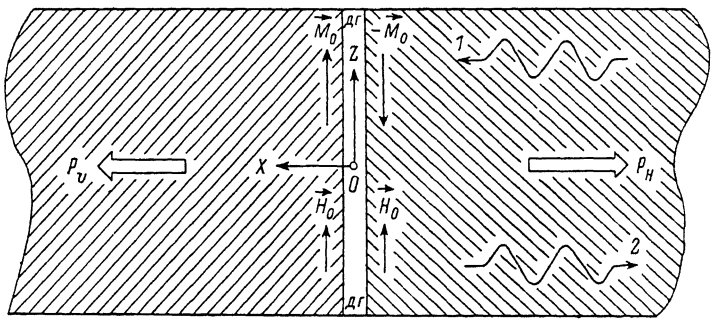
П. Е. Зильберман, А. В. Уманский

В последнее время возрос интерес к таким традиционным задачам динамики доменных границ (ДГ) в магнитоупорядоченных кристаллах, как движение ДГ в статических [1, 2] и переменных [3] магнитных полях. Сравнительно менее исследованными остаются задачи о взаимодействии ДГ с падающими на них волнами различной физической природы. Между тем такое взаимодействие может приводить к новым интересным эффектам. Например, в работе [4] описано движение ДГ в поле спиновой волны, вызванное требованиями закона сохранения магнитного момента. Мы покажем далее, что при определенных условиях волны способны отражаться от ДГ и оказывать на нее давление. Таким образом, открывается возможность, во-первых, использовать волны для обнаружения и измерения параметров ДГ и, во-вторых, управлять движением ДГ.

В данной работе описаны условия, при которых спиновые и ультразвуковые волны, падающие на блоховскую ДГ, полностью отражаются от нее; рассчитано давление, оказываемое

при этом на ДГ; вычислена скорость установившегося движения доменной границы, возникающего под действием давления волны и внешнего постоянного однородного магнитного поля при учете диссипативных потерь.

Рассматривалась модель безграничного одноосного (с осью анизотропии вдоль оси oz системы координат) ферромагнетика с изолированной и подвижной блоховской ДГ, параллельной плоскости YoZ. Внешнее поле $\mathbf{H}_0$ и равновесная намагниченность $\mathbf{M}_p$ вне ДГ параллельны оси oZ: $M_p=+M_0$ слева от ДГ и $M_p=-M_0$ справа от нее (см. рисунок). Плоская волна — спиновая или ультразвуковая — падает нормально на ДГ (параллельно оси oX).



Схема, иллюстрирующая совместное действие поля H_0 и волны на ДГ.
1 — падающая волна, *2* — отраженная. Стрелками показаны давления поля P_H и волны P_v на ДГ.

В отсутствие внешнего магнитного поля сре́ды слева и справа от ДГ неразличимы для указанных волн — законы дисперсии при $H_0=0$ не зависят от знака равновесной намагниченности M_p. При этом волны «не чувствуют» блоховскую ДГ, т. е. проходят через нее, не отражаясь. Включение внешнего поля устраняет неразличимость левой и правой сред, поскольку приводит к зависимости законов дисперсии спиновых и магнитоупругих волн от знака M_p. В результате, как мы далее покажем, волны с частотами, лежащими в определенных интервалах, полностью отражаются от ДГ.

1. Давление спиновых волн на доменную границу

Закон дисперсии спиновых волн, распространяющихся перпендикулярно внешнему магнитному полю $\mathbf{H}_0$ в безграничной среде с однородной равновесной намагниченностью $\mathbf{M}_p$, имеет вид [5]

$$\omega=\gamma M_0\sqrt{\left(\alpha q^2+\beta+\frac{H_0}{M_p}\right)\left(\alpha q^2+\beta+1+\frac{H_0}{M_p}\right)}\,, \tag{1}$$

где γ — гиромагнитное отношение, α — константа неоднородного обмена, β — константа анизотропии, q — волновое число, ω — частота. Из (1) следует, что падающая справа на ДГ спиновая волна с частотой в интервале

$$\omega_0^+<\omega<\omega_0^-,\quad \omega_0^{\mp}=\gamma M_0\sqrt{\left(\beta\pm\frac{H_0}{M_0}\right)\left(\beta+1\pm\frac{H_0}{M_0}\right)} \tag{2}$$

не может пройти через границу и полностью отражается, оказывая на ДГ давление. Можно усмотреть, что направления давления волны и давления поля на границу (см. [6]) при этом противоположны (см. рисунок). Частоту ω следует брать близкой к ω_0^-. При этом q в падающей волне получается максимальным для частот из интервала (2). Соответственно максимальным получается и давление. В самом деле, расчет показывает, что давление, пропорциональное потоку импульса в волне, возрастает при увеличении q.

При полном отражении волны от ДГ давление P_0 на покоящуюся ДГ равно удвоенному потоку импульса P в волне, который связан с потоком энергии Π соотношением

$$P=\Pi\,\frac{q}{\omega}\,.$$

Используя общие формулы для потока энергии в ферромагнетике [5] и считая, что $H_0/M_0 \ll 1$, β, получим при $\omega \approx \omega_0^-$

$$P_0 \approx 4\frac{H_0}{M_0}\left(1+\frac{1}{2\beta}\right)\delta M^2, \tag{3}$$

где δM — амплитуда x-компоненты намагниченности в спиновой волне.

Если ДГ не покоится, то давление на нее со стороны волны зависит от относительной скорости волны и границы и равно $P_v = P_0(1 - v/v_{\text{гр}})$, где v — скорость ДГ, $v_{\text{гр}} > 0$ — групповая скорость волны. Поле H_0 действует на единицу площади ДГ с силой $P_H = 2M_0H_0$ [6]. Диссипативная функция ДГ, движущейся со скоростью v, имеет вид

$$\Phi_{\text{дисс}} = -\frac{2\lambda}{\gamma^2}\sqrt{\frac{\beta}{\alpha}}\,v^2,$$

где λ — параметр затухания [7]. С помощью $\Phi_{\text{дисс}}$ получаем силу торможения ДГ на единицу площади

$$P_\lambda = -\mu v, \quad \text{где} \quad \mu = \frac{2\lambda}{\gamma^2}\sqrt{\frac{\beta}{\alpha}}.$$

Из условия $P_v + P_H + P_\lambda = 0$ получаем скорость установившегося движения ДГ

$$v = v_{\text{гр}}\frac{1 - 2M_0H_0/P_0}{1 + \mu v_{\text{гр}}/P_0}. \tag{4}$$

Формула для установившейся скорости, полученная с учетом только эффекта смещения полем, вытекает из (4) при $P_0 \to 0$ и имеет, естественно, точно такой же вид, как и в [6]

$$v_H = \frac{\gamma^2 M_0 H_0}{\lambda}\sqrt{\frac{\alpha}{\beta}}.$$

Введем параметр $\eta = P_0/2M_0H_0$, который характеризует относительную величину эффекта давления волны на фоне эффекта смещения полем. Для спиновой волны в силу (3)

$$\eta \simeq 2\left(1+\frac{1}{2\beta}\right)\theta^2,$$

где $\theta \sim \delta M/M_0$ — угол прецессии вектора намагниченности. При $\theta \lesssim 10^{-3} \div 10^{-2}$ давление спиновой волны на ДГ оказывается довольно слабым и практически не влияет на движение ДГ. Несмотря на это, волны с частотами в выбранном интервале (2) полностью отражаются от ДГ, и, таким образом, регистрируя в экспериментах отраженные волны, можно судить о локализации и свойствах доменных границ.

2. Давление ультразвука на доменную границу

Пусть справа на доменную границу падает ультразвуковая волна (см. рисунок). Ферромагнетик обладает значительной магнитострикцией и изотропен по своим упругим и магнитострикционным свойствам. Тогда тензор магнитострикции

$$\gamma_{ik}(\mathbf{M}) = \gamma_0 M^2 \delta_{ik} + \gamma_1 M_i M_k,$$

где $\mathbf{M}$ — вектор намагниченности, γ_0 и γ_1 — константы [8]. Благодаря магнитострикции ультразвук возбуждает колебания намагниченности, так что по существу в ферромагнетике распространяется магнитоупругая волна. В расчетах мы пренебрегали обменной энергией, связанной с магнитоупругой волной. Условия малости этой энергии получаются из сравнения слагаемых полного гамильтониана ферромагнетика, содержащих обменную энергию, с остальными слагаемыми и выражаются следующими неравенствами:

$$\alpha q^2 \ll 1, \quad \alpha q^2 \ll \beta, \quad \alpha q^2 \ll \frac{H_0}{M_0}, \quad \alpha q^2 \ll \frac{\omega^2}{\gamma^2 M_0^2}, \quad \alpha q^2 \ll \frac{\rho\omega^2(\omega^2 - q^2c_t^2)}{q^2\gamma_1^2\gamma_0^2 M_0^4}, \tag{5}$$

где ρ — плотность вещества ферромагнетика, c_t — скорость поперечного звука. Вид магнитоупругих волн в среде устанавливается из решения уравнения Ландау—Лифшица совместно с уравнениями упругости [8]. Линеаризуя систему этих уравнений и подставляя решения в виде плоских волн, распространяющихся вдоль оси oX, получаем законы дисперсии магнитоупругих волн. Для продольной упругой волны и поперечной упругой волны, поляризованной вдоль оси oY, законы дисперсии оказываются независящими от знака равновесной

намагниченности M_p. Эти волны проходят через ДГ без отражения и не оказывают на нее давления.

Для поперечной упругой волны, поляризационной вдоль оси oZ, имеем следующее дисперсионное соотношение:

$$q^2 = \frac{\omega^2 [\omega^2 - \gamma^2 (H_0 + \beta M_p)^2 - \gamma^2 M_p (H_0 + \beta M_p)]}{c_t^2 [\omega^2 - \gamma^2 (H_0 + \beta M_p)^2 - \gamma^2 M_p (H_0 + \beta M_p)] + \frac{1}{\rho} \gamma_1^2 \gamma^2 M_p^3 (H_0 + \beta M_p)}. \quad (6)$$

Обратим внимание на то, что зависимость волнового числа q от знака M_p, согласно (6), возникает только при наложении поля $H_0 \neq 0$. Это поле, таким образом, снова оказывается принципиально необходимым для того, чтобы законы дисперсии магнитоупругих волн справа и слева от ДГ различались и сама ДГ представляла собой неоднородность для волны. Для упрощения записи (6) и уяснения возникающей ситуации удобно ввести обозначения

$$p = \frac{H_0}{M_0}, \quad r = \frac{H_0}{\beta M_0}, \quad \omega_0^2 = \gamma^2 \beta M_0^2, \quad q_0 = \frac{\omega}{c_t}.$$

Тогда для волновых чисел q^- слева от ДГ и q^+ справа от ДГ из (6) получаем

$$[q^-]^2 = q_0^2 \frac{(\omega^2 - [\omega_1^-]^2)}{(\omega^2 - [\omega_2^-]^2)}, \quad [q^+]^2 = q_0^2 \frac{(\omega^2 - [\omega_1^+]^2)}{(\omega^2 - [\omega_2^+]^2)}, \quad (6')$$

где $\omega_1^{\mp} = \omega_0 \sqrt{1 + pr + \beta \pm 2p \pm r}$, $\omega_2^{\mp} = \omega_0 \sqrt{1 + pr + \beta - b \pm 2p \pm r \pm br}$, $b = \gamma_1^2 M_0^2 c_t^{-2}$ — константа магнитомеханической связи. Выражения (6′) описывают магнитоупругий резонанс, который справа и слева от ДГ достигается в разных интервалах частот.

В материалах типа пленок железоиттриевого граната (ЖИГ) при $M_0 = 1.4 \cdot 10^{-2}$ Т, $b \sim 8 \cdot 10^{-5} \ll 1$ и $\beta \leqslant 0.1$, а также в достаточно слабых полях H_0, при которых p, $r \leqslant 0.1$, но $r \gg b$ (80 А/м $\leqslant H_0 \leqslant$ 800 А/м), получается $\omega_2^+ < \omega_1^+ < \omega_2^- < \omega_1^-$. Тогда слева от ДГ магнитоупругий резонанс достигается при $\omega_2^- < \omega < \omega_1^-$, а справа при $\omega_2^+ < \omega < \omega_1^+$. В указанных частотных интервалах возникает непропускание магнитоупругой волны. Поэтому если волна падает на ДГ справа, имея частоту в интервале $\omega_2^- < \omega < \omega_1^-$, то она должна будет полностью отразиться от ДГ и передать ей свой импульс, т. е. оказать на нее давление. Учет диссипативных процессов мог бы привести к некоторому пропусканию волны. Поскольку, однако, диссипация в ЖИГ мала, то такое пропускание незначительно и не влияет существенно на приводимые далее оценки. В самом деле, диссипация несущественна, если $|\omega_1^- - \omega_2^-| \gg 2\gamma \Delta H$, где $2\Delta H$ — ширина линии ФМР. В ЖИГ с $2\Delta H \leqslant 80$ А/м ($\lambda \leqslant 2.5 \times 10^6$ с$^{-1}$) указанное условие выполняется.

Аналогично (3) для ультразвука с интересующими нас ω и q получаем давление на покоящуюся ДГ

$$P_0 \approx \rho \omega_0^2 u_0^2, \quad (7)$$

где u_0 — амплитуда упругих смещений в поле. Установившаяся скорость движения ДГ при совместном действии давления ультразвука, поля и силы торможения дается формулой (4), в которую теперь следует подставить P_0 из (7). Приведем численные оценки для параметров ЖИГ ($\lambda = 2.5 \cdot 10^6$ с$^{-1}$). Внешнее поле H_0 положим равным 800 А/м. Тогда при $u_0 > 2.7 \times 10^{-9}$ см, что соответствует потоку энергии в волне $\Pi > 70$ Вт/см^2, давление звука на ДГ становится больше, чем давление поля H_0, так что ДГ начинает двигаться влево. Заметим, что в этих условиях давление поля привело бы в отсутствие волны к движению ДГ вправо со скоростью $v_H \approx 9.6 \cdot 10^5$ см/с. При $u_0 \approx 3.2 \cdot 10^{-9}$ см ($\Pi \approx 100$ Вт/см^2) установившаяся скорость ДГ при движении влево равна $v \approx 10^5$ см/с. Таким образом, смещение ДГ полем можно компенсировать с помощью достаточно мощной ультразвуковой волны, что удобно для экспериментального обнаружения давления ультразвука на доменную границу.

Литература

[1] *Четкин М. В., Кузьменко А. П., Гадецкий С. Н.* Письма в ЖЭТФ, 1983, т. 37, № 5, с. 223—226.

[2] *Иванов Л. П., Логгинов А. С., Непокойчицкий Г. А.* ЖТФ, 1983, т. 84, № 3, с. 1006—1022.

[3] *Дрокина Т. В., Звездин А. К., Ким П. Д., Редько В. Г.* ФТТ, 1981, т. 23, № 10, с. 3189—3191.

[4] *Михайлов А. В., Яремчук А. И.* Письма в ЖЭТФ, 1984, т. 39, № 7, с. 296—298.

[5] *Ахиезер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В.* Спиновые волны. М.: Наука, 1967. 368 с.

[6] *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* В кн.: *Л. Д. Ландау.* Собрание трудов. М. Наука, 1969, с. 128—143.
[7] *Малоземов А., Слонзуски Дж.* Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982. 382 с.
[8] *Ахиезер А. И., Барьяхтар В. Г., Каганов М. И.* УФН, 1960, т. 71, № 4, с. 533—579.

Институт радиотехники и электроники
АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
27 июня 1987 г.

УДК 548 : 537.611.46 *Журнал технической физики, т. 58, в. 8, 1988*

ЗАТУХАНИЕ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В НОРМАЛЬНО НАМАГНИЧЕННОЙ ПЛЕНКЕ ФЕРРОМАГНЕТИКА, ОБУСЛОВЛЕННОЕ СПИН-ФОНОННЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

С. А. Никитов

В связи с многочисленными экспериментами по исследованию распространения магнитостатических волн (МСВ) в пленках железоиттриевого граната (ЖИГ) представляет несомненный интерес изучить процессы релаксации МСВ, обусловливающие затухание волн при распространении. Ширина линии ферромагнитного резонанса в пленках ЖИГ чрезвычайно узка ($2\Delta H \leqslant 0.5$ Э). Важно выяснить, какие основные механизмы релаксации МСВ дают вклад в затухание волны. В настоящей работе исследуется релаксация МСВ, обусловленная спин-фононным взаимодействием в нормально намагниченных пленках ЖИГ. Нормальная ориентация внешнего насыщающего магнитного поля $\mathbf{H}_0$ выбрана в связи с тем, что в этом случае релаксация МСВ из-за спин-спиновых взаимодействий не очень велика, поскольку трехмагнонные процессы распада запрещены законами сохранения энергии и импульса, а вклад трехмагнонных процессов слияния и четырехмагнонных процессов рассеяния в ширину линии составляет $\sim 10^{-2}$ Э.

В качестве модели рассматривалась ферромагнитная изотропная пластинка (пленка), в которой распространялась волна, соответствующая первой моде прямой объемной МСВ (ПОМСВ). Вследствие этого, как показано в [1], существует довольно большая область частот спектра ПОМСВ $\delta\omega$, в которой распространение волны обусловлено чисто дипольным взаимодействием. Для пленок ферромагнетика толщиной ~ 1 мкм область существования волновых чисел МСВ в этой области составляет 10^1—10^3 см$^{-1}$. Энергия спин-фононного взаимодействия есть

$$W_{sp} = \int dV \left[b_1 M_i M_k u_{ik} + b_2 \left(\frac{\partial M}{\partial x_i} \right)^2 u_{ll} \right], \tag{1}$$

где $b_{1,\,2}$ — константы магнитострикции, M_i — компоненты вектора намагниченности, u_{ik} — тензор деформаций. Для указанной области волновых чисел обменным спин-фононным взаимодействием можно пренебречь [2]. Далее переходим от операторов магнитного момента к операторам рождения и уничтожения магнонов b^*, b для пленки ферромагнетика, а операторы компонент тензора деформации u_{ik} выражаем через операторы рождения и уничтожения фононов c_j^*, c_j

$$u_{ik}(\mathbf{r},\, t) = \sum_j \sqrt{\frac{\hbar}{2\rho V \omega_j}} \left[c_j^* u_{ik}^{(j)\,*} + c_j u_{ik}^{(j)} \right], \tag{2}$$

где ρ — плотность вещества; V — объем кристалла; ω_j — частота j-го фонона; j — набор чисел, соответствующий поляризации фононов. Как известно [3], упругие колебания пластинки составляют набор мод Рэлея—Лэмба.

Используя выражения для операторов рождения и уничтожения магнонов и фононов, ограничиваясь процессами с участием двух магнонов и одного фонона, энергию (1) можно записать в виде

$$W_{sp} = \sum_j \int [\Psi(\mathbf{k},\, \mathbf{k}_1,\, \mathbf{q}_j)\, b_{\mathbf{k}}^* b_{\mathbf{k}_1} c_{\mathbf{q}_j} \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1 - \mathbf{q}_j) + \Psi_1(\mathbf{k},\, \mathbf{k}_1,\, \mathbf{q}_j) \times$$
$$\times\, b_{\mathbf{k}}^* b_{\mathbf{k}_1}^* c_{\mathbf{q}_j} \delta(\mathbf{k} + \mathbf{k}_1 - \mathbf{q}_j) + \text{к. с.}]\, d\mathbf{k}\, d\mathbf{k}_1\, d\mathbf{q}_j. \tag{3}$$