



УДК 537.622:537.326

© *Е. А. Жуков, В. И. Жукова, А. В. Каминский, В. В. Корчевский, В. И. Римлянд, 2012*

МЕТОД ГЕНЕРАЦИИ, УСИЛЕНИЯ И ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ГИПЕРЗВУКОВЫХ ВОЛН В МАГНИТНЫХ КРИСТАЛЛАХ

Жуков Е. А. – д-р физ.-мат. наук, проф. кафедры «Электротехника и электроника», e-mail: e_a_zhukov@mail.ru (ТОГУ); *Жукова В. И.* – канд. физ.-мат. наук, доц. кафедры «Высшая математика» (ДВГУПС); *Каминский А. В.* – канд. физ.-мат. наук, доц. кафедры «Электротехника и электроника», e-mail: Ak13636@mail.ru; *Корчевский В. В.* – д-р физ.-мат. наук, зав. кафедрой «Электротехника и электроника», e-mail: kvv@ele.khstu.ru; *Римлянд В. И.* – д-р физ.-мат. наук, зав. кафедрой «Физика», e-mail: riml@fizika.khstu.ru (ТОГУ)

Рассмотрена возможность усиления, генерации и измерения параметров акустических и магнитных волн в диапазоне частот 10^{11} - 10^{12} Гц при движении доменной границы в ортоферритах.

The mechanism of amplification, generation and measurement of parameters of acoustic and magnetic waves in a range of frequencies 10^{11} - 10^{12} Hz is considered at movement of domain wall in orthoferrites.

Ключевые слова: акустические волны, доменная граница, слабые ферромагнетики, метод медленно меняющихся амплитуд, магнитные волны, ортоферрит иттрия.

Введение

Магнитоакустическое взаимодействие оказывает существенный вклад в свойства материалов, а в ряде случаев приводит к принципиально новым явлениям, таким, как гигантская акустическая нелинейность антиферромагнетиков [1]. Было обнаружено торможение доменной границы (ДГ) при ее движении в слабых ферромагнетиках (ортоферритах, борате железа) со скоростями распространения акустических и спиновых волн [2-5]. Как было показано в работах [6-12] это явление обусловлено резонансным взаимодействием ДГ с акустической подсистемой. Было обнаружено также торможение ДГ как на сверхзвуковых скоростях, так и на дозвуковых [2, 3, 5, 13-19]. Для описания механизмов торможения ДГ выдвинут ряд предположений. Торможение ДГ на скоростях, отличных от скоростей распространения звуковых и спиновых волн, связывается с возбуждением поверхностных волн [20-26]. Однако

полное и последовательное объяснение наблюдаемых особенностей, возникающих при движении ДГ в слабых ферромагнетиках, отсутствует. Как следует из экспериментальных данных, существует ряд скоростей, не укладывающихся в рамки этих теорий.

В настоящей работе рассмотрена возможность генерации и усиления магнитных и акустических волн при движении ДГ в ортоферрите иттрия, что может привести к торможению ДГ на скоростях, отличных от скоростей распространения этих волн.

Постановка задачи

Для рассмотрения возбуждений, связанных с движением ДГ рассмотрим ортоферрит, имеющий кристаллохимическую симметрию D_{2h}^{16} , который в магнитной фазе Γ_4 со спиновой конфигурацией $G_x F_z$ обладает слабоферромагнитным упорядочением. Такая ситуация характерна при температурах $T < T_N$ для ортоферритов Y, Lu, La, а при не слишком низких - для Dy, Tm, Eu, и ряда других [27].

В двухподрешеточном приближении вектора намагниченности $\mathbf{m} = (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2)/2M$ и антиферромагнетизма $\mathbf{l} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)/2M$, где $\mathbf{M}_1, \mathbf{M}_2$ – намагниченности подрешеток, $\mathbf{M}_1^2 = \mathbf{M}_2^2 = M^2$, связаны соотношениями $\mathbf{m}\mathbf{l} = 0$, $\mathbf{m}^2 + \mathbf{l}^2 = 1$ [3, 28]. Выберем оси координат x, y, z , совпадающие с кристаллографическими осями $\mathbf{a}, \mathbf{b}, \mathbf{c}$. Векторы \mathbf{m} и \mathbf{l} в равновесном состоянии ориентированы соответственно вдоль \mathbf{z} и \mathbf{x} . В полях, меньших полей опрокидывания, $\mathbf{m}^2 \ll \mathbf{l}^2 \approx 1$. Введем азимутальный и полярный углы $\theta_{1,2}, \varphi_{1,2}$ векторов намагниченности подрешеток $\mathbf{M}_{1,2}$ в сферической системе координат в виде $\theta_1 = \pi/2 - \nu + \varepsilon$, $\theta_2 = \pi/2 + \nu + \varepsilon$, $\varphi_1 = \varphi + \beta$, $\varphi_2 = \pi + \varphi - \beta$. При небольшом отклонении от рассматриваемой равновесной спиновой конфигурации φ , $\nu \ll 1$, и небольшом изломе подрешеток $\beta, \varepsilon \ll 1$ параметры $\varphi, \nu, \beta, \varepsilon$ совпадают с проекциями векторов \mathbf{l}, \mathbf{m} : $\mathbf{l} = (1, \varphi, \nu)$; $\mathbf{m} = (0, \beta, -\varepsilon)$. Уравнения движения согласно [4, 29] для акустических и магнитной переменных при распространении ДГ и волн вдоль оси x (ДГ ориентирована в плоскости yz) в ортоферритах выглядят следующим образом:

$$\begin{aligned} \left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \nu + \frac{b_3}{2A} \sin(2\nu) &= -\frac{\delta_l}{A} \frac{\partial u_l}{\partial x} \sin(2\nu) + \frac{\delta_l}{A} \frac{\partial u_l}{\partial x} \cos(2\nu); \\ \left(\frac{1}{s_i^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) u_l &= -\frac{\delta_l}{\rho s_i^2} \frac{\partial \nu}{\partial x} \sin(2\nu); \\ \left(\frac{1}{s_i^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) u_t &= -\frac{\delta_l}{\rho s_i^2} \frac{\partial \nu}{\partial x} \cos(2\nu), \end{aligned} \quad (1)$$

где u_t, u_l – компоненты вектора деформации вдоль осей \mathbf{z} и \mathbf{x} (поперечная и продольная волны); a, A – постоянные однородной и неоднородной обменной



энергии; b_3 – константа анизотропии; ρ – плотность; δ_i – магнитоакустические константы; s_t, s_l – скорости объемных поперечных и продольных звуковых волн ($s_t = 4.2 \cdot 10^5$ см/с, $s_l = 7 \cdot 10^5$ см/с, $c = 20 \cdot 10^5$ см/с для YFeO_3). Считаем деформации небольшими, а упругую подсистему изотропной, диссипацией пренебрегаем. Предполагается, что переменные не зависят от оси y .

Решение ищем, полагая структуру ДГ заданной, а возмущения малыми

$$v = v_0 + v_1; v_1 \ll v_0; u_{l,t} \ll 1,$$

где параметр v_0 , связанный с движущейся ДГ вдоль x со скоростью v , согласно [2] удовлетворяют уравнениям:

$$\begin{aligned} & \left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) v_0 + \frac{b_3}{2A} \sin(2v_0) = 0; \\ \cos v_0 &= \text{th} \left(\frac{x-vt}{D_3} \right); \frac{\partial v_0}{\partial x} = - \left[D_3 \text{ch} \left(\frac{x-vt}{D_3} \right) \right]^{-1}; \\ D_3 &= D_{30} \sqrt{\left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)}; \quad D_{30} = \sqrt{\frac{A}{b_3}}, \end{aligned} \quad (2)$$

D_3, D_{30} – параметры толщины движущейся и неподвижной ДГ.

Квадратичное приближение

В квадратичном приближении по отношению к переменным u_l, u_t, v_1 получаем уравнения:

$$\begin{aligned} & \left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{b_3}{2A} \cos(2v_0) \right) v_1 = \\ & = - \frac{\delta_l}{A} \frac{\partial u_l}{\partial x} [\sin(2v_0) + v_1 \cos(2v_0)] + \frac{\delta_t}{A} \frac{\partial u_t}{\partial x} [\cos(2v_0) - 2v_1 \sin(2v_0)]; \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{1}{s_t^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) u_l &= - \frac{\delta_l}{\rho s_l^2} \frac{\partial v_0}{\partial x} [(1 - 2v_1^2) \sin(2v_0) + 2v_1 \cos(2v_0)] + \\ & + \frac{\delta_l}{\rho s_l^2} \frac{\partial v_1}{\partial x} [\sin(2v_0) + 2v_1 \cos(2v_0)]; \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{1}{s_t^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) u_t &= - \frac{\delta_t}{\rho s_l^2} \frac{\partial v_0}{\partial x} [(1 - 2v_1^2) \cos(2v_0) - 2v_1 \sin(2v_0)] - \\ & - \frac{\delta_t}{\rho s_l^2} \frac{\partial v_1}{\partial x} [\cos(2v_0) - 2v_1 \sin(2v_0)]. \end{aligned} \quad (5)$$

Рассмотрим взаимодействие ДГ с магнитными и поперечными звуковыми волнами уравнения (3), (5).

Ищем решение (3), (5), полагая, что с этими волнами взаимодействует спектральная составляющая магнитоакустического напряжения доменной границы, пропорциональная $\sim e^{i\omega t - kx}$.

Принимаем законы дисперсии для магнитных, акустических волн и спектральных компонент магнитоакустических напряжений ДГ в виде [2]

$$\omega_s = \sqrt{\frac{b_3 c^2}{A} + c^2 k_s^2}; \quad \omega_a = s_t k_a; \quad \omega = kv \quad (6)$$

При выполнении условий фазового синхронизма

$$\omega = \omega_s + \omega_a + \Delta\omega; \quad k = k_s + k_a + \Delta k; \quad (7)$$

выполняются соотношения

$$\begin{aligned} k &= k_s + \Delta k + \frac{\omega_s + \Delta\omega - (k_s + \Delta k)v}{v - s_t} = \frac{\omega_s + \Delta\omega - (k_s + \Delta k)s_t}{v - s_t}; \\ k_a &= \frac{\omega_s + \Delta\omega - (k_s + \Delta k)v}{v - s_t}; \\ \omega &= \omega_s + \Delta\omega + s_t \frac{\omega_s + \Delta\omega - (k_s + \Delta k)v}{v - s_t} = v \frac{\omega_s + \Delta\omega - (k_s + \Delta k)s_t}{v - s_t}; \\ \omega_a &= s_t \frac{\omega_s + \Delta\omega - (k_s + \Delta k)v}{v - s_t} \end{aligned} \quad (8)$$

Решаем задачу методом теории возмущений, полагая

$$\mathbf{v}_1 = \mathbf{v}_1^{(0)} + \mathbf{v}_1^{(1)}; \quad u_t = u_t^{(0)} + u_t^{(1)}.$$

В нулевом приближении уравнения (3), (5) приобретают вид

$$\left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{b_3}{2A} \cos(2v_0) \right) \mathbf{v}_1^{(0)} = 0; \quad \left(\frac{1}{s_t^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) u_t^{(0)} = 0. \quad (9)$$

Решение системы уравнений (9) имеет вид

$$\mathbf{v}_1^{(0)} = A_1 \left[\text{th} \left(\frac{x - vt}{D_3} \right) - iD_3 E \right] e^{i\omega_s t - k_s x}; \quad u_t^{(0)} = A_2 e^{i\omega_a t - k_a x}, \quad (10)$$

где A_1, A_2 – константы,

$$E = \frac{\omega_s v - k_s c^2}{c^2 - v^2}. \quad (11)$$

В нулевом приближении выражения (10) совпадают с нормальными модами магнитной и акустической волн с учетом доменной границы с работой [30].



Метод медленно меняющихся амплитуд

В первом приближении решение системы (3) ищем в виде медленно меняющихся амплитуд [31]:

$$v_1^{(1)} = A_1(x, t) \left[\operatorname{th} \left(\frac{x - vt}{D_3} \right) - iD_3 E \right] e^{i\omega_s t - ik_s x} + \text{к.с.} \quad (12)$$

$$u_t^{(1)} = A_2(x, t) e^{i\omega_a t - ik_a x} + \text{к.с.} \quad (13)$$

Подставляем (12) в (3), оставляем слагаемые, удовлетворяющие условиям синхронизма (8). В предположении, что во взаимодействии участвует спектральная составляющая ДГ (переменная v_0), пропорциональная $\sim e^{i\omega t - kx}$, получаем

$$\begin{aligned} & \left\{ \left[\operatorname{th} \left(\frac{x - vt}{D_3} \right) - iD_3 E \right] \left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 A_1}{\partial x^2} \right) + \right. \\ & + \left[\frac{-2v}{c^2 D_3} \operatorname{ch}^{-2} \left(\frac{x - vt}{D_3} \right) + \frac{2i\omega_s}{c^2} \left(\operatorname{th} \left(\frac{x - vt}{D_3} \right) - iD_3 E \right) \right] \frac{\partial A_1}{\partial t} - \\ & - \left[\frac{2}{D_3} \operatorname{ch}^{-2} \left(\frac{x - vt}{D_3} \right) - 2ik_s \left(\operatorname{th} \left(\frac{x - vt}{D_3} \right) - iD_3 E \right) \right] \frac{\partial A_1}{\partial x} + \\ & \left. + \left[\frac{2 \operatorname{sh} \left(\frac{x - vt}{D_3} \right)}{D_{30}^2 \operatorname{ch}^3 \left(\frac{x - vt}{D_3} \right)} - \frac{2i \left(k_s - \frac{\omega_s v}{c^2} \right)}{D_3 \operatorname{ch}^2 \left(\frac{x - vt}{D_3} \right)} - \frac{2 \left(\operatorname{th} \left(\frac{x - vt}{D_3} \right) - iD_3 E \right)}{D_{30}^2 \operatorname{ch}^2 \left(\frac{x - vt}{D_3} \right)} \right] \right\} A_1 \\ & e^{i\omega_s t - ik_s x} = \\ & = \frac{\delta_t}{A} \left(\frac{\partial A_2^*}{\partial x} + ik_a A_2^* \right) e^{-i\omega_a t + ik_a x} \times \left[1 - 2 \operatorname{ch}^{-2} \left(\frac{x - vt}{D_3} \right) \right], \quad (14) \end{aligned}$$

где использованы выражения для магнитоакустического напряжения ДГ, следующие из уравнений (2), учтен закон дисперсии спиновых волн (6).

После отбрасывания вторых производных с учетом выполнения соотношений (7) и неравенств

$$\frac{\partial^2 A_{1,2}}{\partial t^2} \ll \omega_{s,a} \frac{\partial A_{1,2}}{\partial t}; \quad \frac{\partial^2 A_{1,2}}{\partial x^2} \ll k_{s,a} \frac{\partial A_{1,2}}{\partial x}, \quad (15),$$

получаем укороченное уравнение для амплитуды спиновой волны

$$\begin{aligned}
 & \left\{ \left[\frac{-2v}{c^2 D_3} \operatorname{ch}^{-2} \left(\frac{x-vt}{D_3} \right) + \frac{2i\omega_s}{c^2} \left(\operatorname{th} \left(\frac{x-vt}{D_3} \right) - iD_3 E \right) \right] \frac{\partial A_1}{\partial t} - \right. \\
 & \left. - \left[\frac{2}{D_3} \operatorname{ch}^{-2} \left(\frac{x-vt}{D_3} \right) - 2ik_s \left(\operatorname{th} \left(\frac{x-vt}{D_3} \right) - iD_3 E \right) \right] \frac{\partial A_1}{\partial x} \right\} e^{i\omega_s t - ik_s x} = \\
 & = \frac{\delta_t}{A} \left(\frac{\partial A_2^*}{\partial x} + ik_a A_2^* \right) e^{-i\omega_a t + ik_a x} \times \left[1 - 2 \operatorname{ch}^{-2} \left(\frac{x-vt}{D_3} \right) \right], \quad (16)
 \end{aligned}$$

Аналогично подставляем (13) в (5), оставляем слагаемые, удовлетворяющие условиям синхронизма. Полагая, что во взаимодействии участвует спектральная составляющая ДГ, пропорциональная $\sim e^{i\omega t - kx}$ и, учитывая закон дисперсии акустических волн, после отбрасывания вторых производных получаем укороченное уравнение для амплитуды акустической волны

$$\begin{aligned}
 & \left[\frac{2i\omega_a}{s_t^2} \frac{\partial A_2}{\partial t} + 2ik_a \frac{\partial A_2}{\partial x} \right] e^{i\omega_a t - ik_a x} = \\
 & = -\frac{\delta_t}{\rho s_t^2} \left[1 - 2 \operatorname{ch}^{-2} \left(\frac{x-vt}{D_3} \right) \right] \left[\frac{A_1^*}{D_3} \operatorname{ch}^{-2} \left(\frac{x-vt}{D_3} \right) + \right. \\
 & \left. + \left(ik_s A_1^* + \frac{\partial A_1^*}{\partial x} \right) \left(\operatorname{th} \left(\frac{x-vt}{D_3} \right) - iD_3 E \right) \right] e^{-i\omega_s t + ik_s x}. \quad (17)
 \end{aligned}$$

Будем рассматривать квазистационарное распределение магнитной и акустической волн относительно ДГ. При этом огибающие амплитуд будут зависеть только от одной координаты в системе движущейся ДГ, фазовые скорости волн при этом будут различны.

$$A_{1,2}(x, t) = A_{1,2}(x - vt) = A_{1,2}(\zeta), \quad (18)$$

где ζ – координата, перпендикулярная плоскости ДГ, в движущейся системе координат

$$\begin{aligned}
 & \zeta = (x - vt); \\
 & \frac{\partial A_{1,2}}{\partial t} = -v \frac{\partial A_{1,2}}{\partial x} = -v \frac{\partial A_{1,2}}{\partial \zeta}. \quad (19)
 \end{aligned}$$

С учетом формул (6-8), (19) получаем соотношения

$$\begin{aligned}
 & (\omega_s + \Delta\omega)t - (k_s + \Delta k)x = \left(\frac{\omega_s}{v} - k_s + \frac{\Delta\omega}{v} - \Delta k \right) x - \left(\frac{\omega_s}{v} + \frac{\Delta\omega}{v} \right) \zeta; \\
 & -\omega_a t + k_a x = \left(\frac{\omega_s}{v} - k_s + \frac{\Delta\omega}{v} - \Delta k \right) x + \frac{\omega_a}{v} \zeta. \quad (20)
 \end{aligned}$$



Уравнения (16), (17) приобретают вид:

$$\left\{ \left[\frac{2(v^2 - c^2)}{c^2 D_3} \operatorname{ch}^{-2} \left(\frac{\zeta}{D_3} \right) - 2i \left(\frac{v\omega_s}{c^2} - k_s \right) \left(\operatorname{th} \left(\frac{\zeta}{D_3} \right) - iD_3 E \right) \right] \frac{\partial A_1}{\partial \zeta} e^{-i \frac{\omega_s \zeta}{v}} = \right. \\ \left. = \frac{\delta_t}{A} \left(\frac{\partial A_2^*}{\partial \zeta} + ik_a A_2^* \right) e^{i \frac{\omega_a \zeta}{v}} \times \left[1 - 2 \operatorname{ch}^{-2} \left(\frac{\zeta}{D_3} \right) \right], \right. \quad (21)$$

$$2i \frac{\omega_a}{s_t} \left(1 - \frac{v}{s_t} \right) \frac{\partial A_2}{\partial \zeta} e^{-i \frac{\omega_a \zeta}{v}} = \\ = - \frac{\delta_t}{\rho s_t^2} \left(1 - 2 \operatorname{ch}^{-2} \left(\frac{\zeta}{D_3} \right) \right) \left\{ \left[\frac{A_1^*}{D_3} \operatorname{ch}^{-2} \left(\frac{\zeta}{D_3} \right) + ik_s A_1^* \left(\operatorname{th} \frac{\zeta}{D_3} + iD_3 E \right) \right] + \right. \\ \left. + \left(\operatorname{th} \frac{\zeta}{D_3} + iD_3 E \right) \frac{\partial A_1^*}{\partial x} \right\} e^{i \frac{\omega_s \zeta}{v}}, \quad (22)$$

Методика решения уравнений, подобных (21), (22) приведена в [31], где показано, что при выполнении условий синхронизма для трех-волновых взаимодействий возможна перекачка энергии между волнами. В нашем случае роль одной из волн играет спектральная составляющая магнитоакустических напряжений ДГ, которая при фиксированной скорости является заданной. В результате движение ДГ на определенных скоростях может приводить к одновременной генерации магнитной и акустической волн, а также к их усилению. Рассмотрим усиление акустической волны в заданном поле магнитной.

Гиперзвуковой усилитель

На основе уравнений (21), (22) можно сконструировать усилитель гиперзвуковых волн. Амплитуду магнитных волн $A_1(\zeta)$ будем задавать с помощью СВЧ излучения. Поэтому полагаем в уравнении (22)

$$A_1 = \text{const}; \quad k_s = 0,$$

получаем уравнение

$$2i \frac{\omega_a}{s_t} \left(1 - \frac{v}{s_t} \right) \frac{\partial A_2}{\partial \zeta} = \\ = - \frac{\delta_t A_1^*}{\rho s_t^2 D_3} \left(1 - 2 \operatorname{ch}^{-2} \frac{\zeta}{D_3} \right) \left(\frac{A_1^*}{D_3} \operatorname{ch}^{-2} \frac{\zeta}{D_3} \right) \exp \left[i \left(k + \frac{\Delta \omega}{v} \right) \zeta \right] \quad (23)$$

Представляя все функции $f(\zeta)$, связанные со структурой ДГ в виде

$$f(\zeta) = \int_{-\infty}^{\infty} F_{\omega k} e^{-ik\zeta} d\zeta \quad (24)$$

получаем уравнение для амплитуды звуковых волн

$$\frac{\partial A_2}{\partial \zeta} = -i \frac{\pi \delta_t k^2 D_3^2}{48 \rho \omega_a (v - s_t)} \frac{(1 - 2k^2 D_3^2)}{\operatorname{ch}\left(\frac{\pi k D_3}{2}\right)} A_1^* \exp\left[i\left(\frac{\Delta \omega}{v}\right) \zeta\right], \quad (25)$$

Рассмотрим решение в отсутствии волновой расстройки

$$\Delta \omega = 0; \quad \Delta k = 0.$$

$$k = k_a = \frac{\omega_3}{v - s_t}; \quad \omega = v \frac{\omega_3}{v - s_t}; \quad \omega_a = s_t \frac{\omega_3}{v - s_t}, \quad (26)$$

На рис. 1 приведены рассчитанные по формуле (25) зависимости от скорости ДГ нормированного на амплитуду спиновой волны модуля коэффициента усиления

$\left| \frac{1}{A_1} \frac{\partial A_2}{\partial \zeta} \right|$ (кривая 1) и частоты усиливаемой гиперзвуковой

волны $\frac{\omega_a}{2\pi}$, Гц (кривая 2).

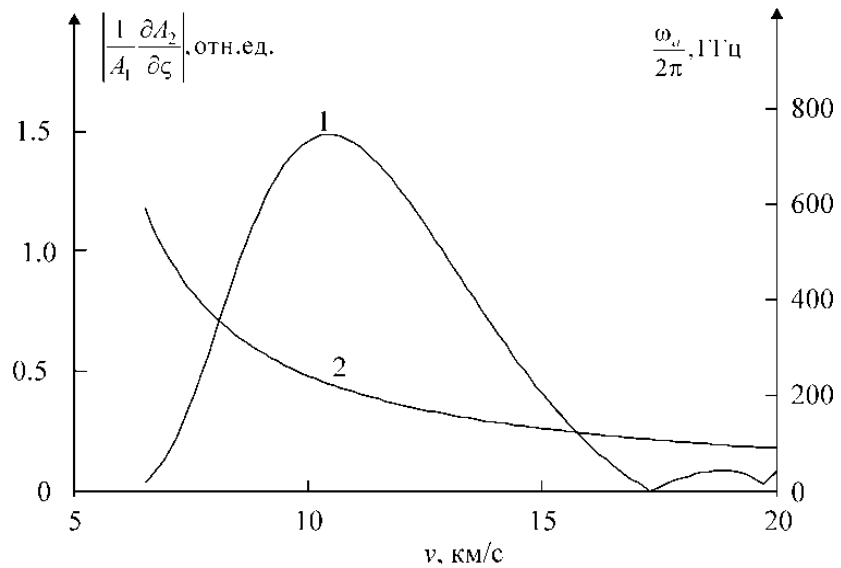


Рис. 1. Зависимость параметров гиперзвукового усилителя от скорости ДГ v : кривая 1 – нормированный модуль коэффициента усиления; кривая 2 – частота акустической волны, ГГц

Максимальное усиление достигается при скорости ДГ, равной 10.4 км/с. При этом усиливается звук на частоте 225 ГГц, что соответствует длине волны 18 нм. Изменением скорости ДГ частота усиливаемого звука может регулироваться в пределах 100-400 ГГц (длины волн от 40 до 10 нм).



Аналогичное взаимодействие может быть осуществлено для поперечной звуковой волны. При этом диапазон частот усиливаемых волн будет повышен.

Таким образом, представленные расчеты по теоретической модели многоволнового взаимодействия акустической и магнитной подсистем с участием доменной границы в ортоферритах показывают возможность создания регулируемого усилителя гиперзвуковых волн в диапазоне сотен гигагерц. Аналогично, можно усиливать магнитные волны при акустической накачке.

Поскольку согласно закону дисперсии магнитных волн, на протяженном участке ($k_s \sim 1-10^4 \text{ см}^{-1}$) частота магнитных волн около 0,4 ГГц, измерение параметров магнитных волн оптическими методами можно использовать для косвенного измерения параметров гиперзвука с длиной волны до 10 нм.

Библиографические ссылки

1. Ожогин В. И., Преображенский В. Л. Ангармонизм смешанных мод и гигантская акустическая нелинейность антиферромагнетиков // УФН. – 1988. – Т. 155. – Вып. 4. – С. 593–621.
2. Барьяхтар В. Г., Иванов Б. А., Четкин М. В. Динамика доменных границ в слабых ферромагнетиках // УФН. – 1985. – Т. 146. – Вып. 3. – С. 417–458.
3. *Dynamics of topological magnetic solitons. Experiment and theory* / V. G. Bar'yakhtar, M. V. Chetkin, B. A. Ivanov, S. N. Gadetskii // Springer Tracts in Modern Physics. Berlin, 1994. Vol. 129.
4. Звездин А. К., Мухин А. А., Попков А. Ф. Магнитоупругие аномалии в динамике доменных границ в слабых ферромагнетиках. – М.: ФИАН СССР, 1982. – Препринт № 108. – 65 с.
5. Ким П. Д., Хван Д. Ч. Вынужденные колебания доменной стенки на высоких частотах // ФТТ. – 1982. – Т. 24. – Вып. 8. – С. 2300–2304.
6. Барьяхтар В. Г., Иванов Б. А., Сукстанский А. Л. Фононное торможение доменной границы в редкоземельном ортоферрите // ЖЭТФ. – 1978. – Т. 75. – Вып. 12. – С. 2183–2195.
7. Звездин А. К., Мухин А. А. Магнитоупругие уединенные волны и сверхзвуковая динамика доменных границ // ЖЭТФ. – 1992. – Т. 102. – Вып. 2. – С. 577–599.
8. Кузьменко А. П., Каминский А. В., Жуков Е. А., Филатов В. Н. Дифракция света на динамических упругих деформациях доменной границы в ортоферритах в момент преодоления звукового барьера. – Физика твердого тела. – 2001. – Т. 43. – вып. 4. – С. 666 – 672.
9. Kuz'menko A.P., Bulgakov V.K., Kaminskii A.V., Zhukov E.A., Filatov V.N., Sorokin N.Yu. Observation of domain-wall dynamic lattice distortion in rare-earth orthoferrites while overcoming the sound barrier. – Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2002, 238, P. 109-114.
10. Жуков Е. А. Возбуждение магнитоупругих волн одиночной доменной границей в пластинах ортоферритов // Вестник ТОГУ, 2007, №4(7), с.61-72.
11. Жуков Е. А., Кузьменко А. П., Бурков С. М. Сдвиговые магнитоакустические волны в пластинах ортоферритов // Известия вузов. Физика. 2008. Т. 51. № 11. С. 104-105.



12. Кузьменко А. П., Жуков Е. А., Щербаков Ю. И. Взаимодействие движущейся доменной границы с поверхностными магнитоупругими волнами в ортоферрите иттрия. // ЖТФ. – 2008. – Т. 78. – Вып. 11. – С. 45-52.
13. Kuz'menko A.P., Sorokin N.Yu., Kaminsky A.V., Zhukov E.A. Self-organization of domain wall dynamics in orthoferrites in supersonic dynamics – The Physics of Metals and Metallography. 2001. – V. 92. – Suppl. 1. – P. S8–S13.
14. Kuz'menko A.P., Kaminskii A.V., Zhukov E.A., Filatov V.N., Dobromyslov M.B. Elastically Induced Mechanism of Magnetization Reversal in Orthoferrites // Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2003, 257, – P. 327-334.
15. Кузьменко А.П., Жуков Е.А., Ли Ц. Резонансное возбуждение магнитоупругих колебаний в ортоферритах одиночной доменной границей. Вестник ТОГУ, 2005, №1, с. 9-24.
16. Кузьменко А.П., Жуков Е.А., Ли Ц. Резонансное возбуждение магнитоупругих колебаний в ортоферритах одиночной доменной границей. Вестник ТОГУ, 2005, №1, с. 9-24.
17. Е.А. Жуков, А.П. Кузьменко, Ю.И. Щербаков. Торможение движущейся доменной границы в слабых ферромагнетиках // ФТТ. 2008. Т. 50. В. 6. С. 1033-1036.
18. Кузьменко А. П., Жуков Е. А., Жукова В. И., Ли Цз., Каминский А.В. Изучение структурных и размерных особенностей перемагничивания прозрачных слабых ферромагнетиков // ФММ. 2008. – Т. 106. – № 2. – С. 1-9.
19. Жуков Е.А., Жукова В.И., Кузьменко А.П., Щербаков Ю.И. Нелинейные магнитоакустические взаимодействия в слабых ферромагнетиках // Известия РАН, Сер. физ. 2010. Т. 74. № 10. С.1426-1428.
20. Звездин А. К., Попков А. Ф. Распространение спиновых волн в движущейся доменной границе // Письма в ЖЭТФ. – 1984. – Т. 39. – Вып. 8. – С. 348–351.
21. Кузьменко А.П., Жуков Е.А. Упругие колебания в пластинчатом образце ортоферрита иттрия, индуцированные движущейся доменной границей. Письма в Журнал технической физики, 2006, В.1, С. 49-54.
22. Kuz'menko A.P., Zhukov E.A., Dobromyslov M.B. Excitation of bending vibration by a moving domain wall in a plate of yttrium orthoferrite. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, V. 302, I. 2, 2006, P. 436-438.
23. Kuz'menko A.P., Zhukov E.A., Dobromyslov M.B., Kaminsky A.V. Magneto-elastic resonant phenomena at the motion of the domain wall in weak ferromagnets. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2007, 310, P. 1610-1612.
24. Жуков Е. А., Кузьменко А. П. Магнитоупругие волны в пластинах ортоферрита иттрия // Письма в ЖТФ. 2008. Т.34. В. 4. С. 58-63.
25. Жуков Е. А., Каминский А. В., Щербаков Ю. И. Изгибные колебания пластин бората железа в магнитном поле // Вестник ТОГУ. – 2010. – № 2. – С. 47-50.
26. Жуков Е. А., Каминский А. В., Корчевский В. В., Щербаков Ю. И., Жукова В. И. Измерение упругих и магнитоупругих констант магнитных кристаллов // Вестник ТОГУ. – 2011. – №4. – С. 95-100.
27. Белов К.П., Звездин А.К., Кадомцева А.М., Левитин Р.З. Ориентационные переходы в редкоземельных металлах. // М.: Наука, 1979. 320 с.
28. Туров Е.А., Колчанов А.В., Меньшенин В.В., Мирсаев И.Ф., Николаев В.В. Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков. // М.: Физматлит, 2001. 560 с.



29. *Belokolos E. D., Safronkov O. Y.* The angular dependence of the jump in domain-wall mobility in yttrium orthoferrite // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1995. – V. 147. – I. 1–2. – P. 61–73.

30. *Барьяхтар И. В., Иванов Б. А.* Динамическое торможение доменной границы в слабом ферромагнетике. – Киев : ИТФ АН УССР, 1983. – Препринт ИТФ-83-111Р. – 28 с.

31. *Бломберген Н.* Нелинейная оптика. – М. : Мир, 1966. – 424 с.