

## Каскадная генерация волны с обращенным фронтом в магнитоупорядоченной акустической среде

В.В. Мошкин<sup>1,\*</sup>, А.В. Мошкина<sup>1,†</sup>, В.Л. Преображенский<sup>2,3,‡</sup>, Р. Pernod<sup>3§</sup>

*Joint International Laboratory LICS/LEMAC:*

<sup>1</sup>Московский государственный университет радиотехники, электроники и автоматики, Россия, 119454, Москва, проспект Вернадского, д. 78

<sup>2</sup>Научный центр волновых исследований Института общей физики имени А.М. Прохорова РАН, Россия, 119991, Москва, ул. Вавилова, д. 38

<sup>3</sup>Institute of Electronics, Microelectronics and Nanotechnology (IEMN UMR CNRS 8520) PRES Lille North of France, ECLille, B.P. 48, 59651 Villeneuve d'Ascq Cedex, France

(Статья поступила 14.11.2014; Подписана в печать 05.12.2014)

Экспериментально и теоретически исследован каскадный процесс генерации второй акустической гармоники с одновременным параметрическим обращением ее волнового фронта в кристалле антиферромагнетика  $\alpha$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> в поперечном электромагнитном поле. Определены необходимые условия генерации при изменениях направления намагничивания относительно кристаллографических осей и направления распространения поперечного звука. Наблюдаемый эффект обусловлен магнитоупругим взаимодействием и описывается в рамках теории гигантского эффективного упругого ангармонизма магнетиков.

PACS: 43.25+у

УДК: 534.16

Ключевые слова: вторая гармоника, каскадная генерация, обращение волнового фронта, антиферромагнетик.

### ВВЕДЕНИЕ

Каскадные процессы при параметрическом взаимодействии ультразвуковых волн с электромагнитным полем представляют интерес как один из видов нелинейного преобразования акустических полей, и могут играть существенную конкурирующую роль по отношению к параметрическим эффектам высших порядков. Конкурирующая роль каскадных процессов изучалась в нелинейной оптике, при исследованиях четырехфотонных взаимодействий [1]. Примером параметрического эффекта высшего порядка в акустике является генерация трехфононных связанных возбуждений в магнитоупорядоченной среде [2]. В случае участия в трехфононном процессе пары идентичных фононов с частотами  $\omega_1$  и волновыми векторами  $\mathbf{k}_1$  и фонона с частотой  $\omega_2$  и волновым вектором  $\mathbf{k}_2$  законы сохранения энергии и импульса в параметрическом взаимодействии имеют вид:  $2\omega_1 + \omega_2 = \omega_p$ , и  $2\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_p \approx 0$ , где индекс  $p$  относится к параметрической электромагнитной накачке. В запороговом режиме трехфононный процесс сопровождается взрывной неустойчивостью и локализацией акустических волн [2, 3].

Конкурирующим каскадным эффектом при этом является генерация второй гармоники  $\omega'_2 = 2\omega_1$ ,  $\mathbf{k}'_2 = 2\mathbf{k}_1$  с последующим параметрическим обращением ее волнового фронта  $\mathbf{k}_2 = -\mathbf{k}'_2$ ,  $\omega_2 = \omega_p - \omega'_2$ . Каскадный процесс может быть идентифицирован в эксперименте

по наличию прямой волны на частоте второй гармоники, которая отсутствует в трехфононном процессе. В свою очередь, трехфононные возбуждения, проявляющиеся в виде генерации обратной волны на частоте второй гармоники, в подпороговом режиме могут маскироваться каскадным процессом. Условия конкуренции в рассматриваемых процессах существенно зависят от свойств симметрии среды распространения волн. Модельной средой для исследования нелинейных и параметрических акустических эффектов в твердом теле являются антиферромагнитные кристаллы  $\alpha$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> с пространственной группой симметрии  $D_{3d}^6$  и анизотропией типа легкой плоскость. Мягкая магнитная подсистема таких кристаллов через магнитоупругое взаимодействие вносит гигантский эффективный ангармонизм в упругую подсистему, что позволяет экспериментально наблюдать широкую гамму нелинейных акустических явлений (см. обзор [4]). На кристаллах  $\alpha$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, и близких к ним по свойствам кристаллах FeVO<sub>3</sub>, впервые наблюдалась взрывная трехфононная неустойчивость звука в акустических резонаторах [5, 6].

В настоящей работе на бегущих волнах в монокристалле  $\alpha$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> экспериментально исследуются условия наблюдения и подавления каскадного процесса обращения фронта второй гармоники в переменном электромагнитном поле. В отличие от исследованного ранее эффекта генерации второй гармоники в жидкости с последующим обращением ее волнового фронта в твердом теле [7], в рассматриваемом случае оба процесса реализуются одновременно в одной параметрически активной среде. Данные экспериментов сопоставляются с расчетами на основе теории эффективного упругого ангармонизма [2].

\*E-mail: mvv56@inbox.ru\textit

†E-mail: a.v.moshkina@gmail.com

‡E-mail: preobr@newmail.ru

§E-mail: philippe.pernod@iemn.univ-lille1.fr

## 1. СХЕМА И РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследование генерации с обращением фронта второй гармоники ультразвука проводилось на образце монокристалла  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ , имеющем форму прямоугольной пластины со сторонами 9,3 мм и 34,0 мм и толщиной 1,4 мм. Плоскость пластины совпадает с «лёгкой плоскостью» монокристалла, т.е. перпендикулярна кристаллографической оси третьего порядка ( $C_3$ ), а ось второго порядка ( $U_2$ ) направлена вдоль длинной стороны пластины. Ультразвуковые колебания возбуждались на частоте 11 МГц и регистрировались на частоте 22 МГц с помощью сдвигового пьезоэлектрического преобразователя из ниобата лития. Пьезопреобразователь приклеивался с помощью фенолсалицилата к торцу пластины вдоль короткой стороны так, чтобы поляризация звука была направлена параллельно плоскости пластины вдоль ее короткой стороны, а волновой вектор ориентировался вдоль длинной стороны, как показано на рис. 1. Образец закреплялся в поворотном устройстве и располагался между полюсами электромагнита. Поворотное устройство позволяло изменять направление напряженности постоянного магнитного поля  $\mathbf{H}$  в плоскости образца на угол  $\pm 16^\circ$  с шагом  $1^\circ$  относительно исходного положения, при котором поле направлено вдоль короткой стороны пластины. Высокочастотное поле электромагнитной накачки  $\mathbf{h}$ , направленное вдоль длинной стороны образца, создавалось катушкой индуктивности. На рис. 1 показаны также направления поляризации  $\mathbf{e}$  и волновых векторов возбуждаемого  $\mathbf{k}_1$  на частоте 11 МГц и регистрируемого  $-\mathbf{k}_2$  на частоте 22 МГц ультразвуковых импульсов.

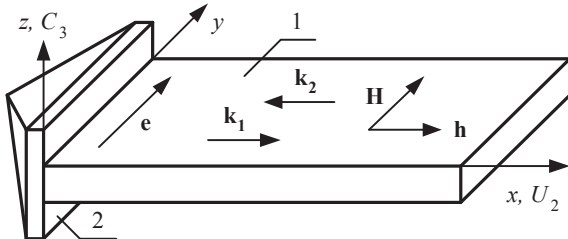


Рис. 1: Геометрия эксперимента: 1 — кристалл  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ , 2 — пьезопреобразователь,  $\mathbf{k}_{1,2}$  — волновые векторы волн основной частоты и второй гармоники,  $\mathbf{e}$  — вектор поляризации волн,  $\mathbf{H}$  и  $\mathbf{h}$  — векторы напряженности постоянного и переменного магнитных полей,  $U_2$  и  $C_3$  — кристаллографические оси второго и третьего порядка.

Источником радиоимпульсов для формирования сигнала электромагнитной накачки и ультразвуковой волны в объеме образца служил генератор Tektronix AFG3102, с одного из выходов которого радиоимпульсы с частотой заполнения 11 МГц, амплитудой 5 В и длительностью 4 мкс подавались с периодичностью 40 мс на пьезопреобразователь для возбуждения в образце ультразвуковой волны. Тот же преобразователь использовался для приема обратной волны. С

другого выхода генератора радиоимпульсы с частотой заполнения 44 МГц и длительностью 2 мкс подавались через высоковольтный усилитель на катушку электромагнитной накачки. Импульсы накачки задерживались на 6 мкс относительно импульса звука. Амплитуда усиленных импульсов на катушке накачки составляла 2 кВ. При проведении эксперимента напряженность постоянного магнитного поля устанавливалась равной 1,2 кЭ. Сигнал обратной волны, принимаемый пьезопреобразователем, регистрировался с помощью осциллографа Tektronix DPO4032. Поскольку уровень принимаемого сигнала мал по сравнению с сигналами возбуждения, измерения производились в режиме усреднения 512 осциллограмм. Для выделения сигнала второй гармоники на частоте 22 МГц зарегистрированный осциллографом сигнал загружался в персональный компьютер и обрабатывался с помощью программно реализованного цифрового полосового фильтра 10-го порядка с нижней и верхней границами частот пропускания 18 МГц и 26 МГц, соответственно. На рис. 2 показаны характерные осциллограммы сигнала на преобразователе после фильтрации при различных углах  $\phi_0$  поворота образца относительно вектора напряженности постоянного магнитного поля в пределах от 0 до  $16^\circ$ . Импульсы в интервале от 0 до 9 мкс соответствуют фронтам импульса возбуждения звука и импульса накачки.

Измеренная зависимость амплитуды импульса обратной волны на частоте 22 МГц от угла поворота образца в постоянном магнитном поле показана точками на рис. 3.

Особенностью наблюдаемого процесса является возрастание эффективности генерации обратной волны по мере отклонения направления намагничивающего поля от нормали к бинарной оси и направлению распространения волн. Немонотонность угловой зависимости на рис. 3 связана с расщеплением импульса обратной волны при значениях угла поворота  $\phi_0$ , равных  $5^\circ$  и  $10^\circ$ . Такое расщепление обычно наблюдается в условиях интерференции акустических мод [8]. Сигнал обратной волны при углах  $\phi_0 > 14^\circ$  подобен функции свертки импульса прямой волны с импульсом параметрической накачки. Механизм наблюдаемого эффекта рассмотрен в следующем разделе.

## 2. ТЕОРИЯ КАСКАДНОГО ПРОЦЕССА ГЕНЕРАЦИИ И ОБРАЩЕНИЯ ВОЛНОВОГО ФРОНТА ВТОРОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ГАРМОНИКИ

Представление свободной энергии кристалла группы  $D_{3d}^6$  как функции динамической деформации ультразвукового диапазона частот может быть сведено к обычному ангармоническому разложению вида:

$$F_e = \int_V d\mathbf{r} \sum_n \frac{1}{n!} \hat{C}^{(n)}(\mathbf{H}) \hat{u}^n, \quad (1)$$

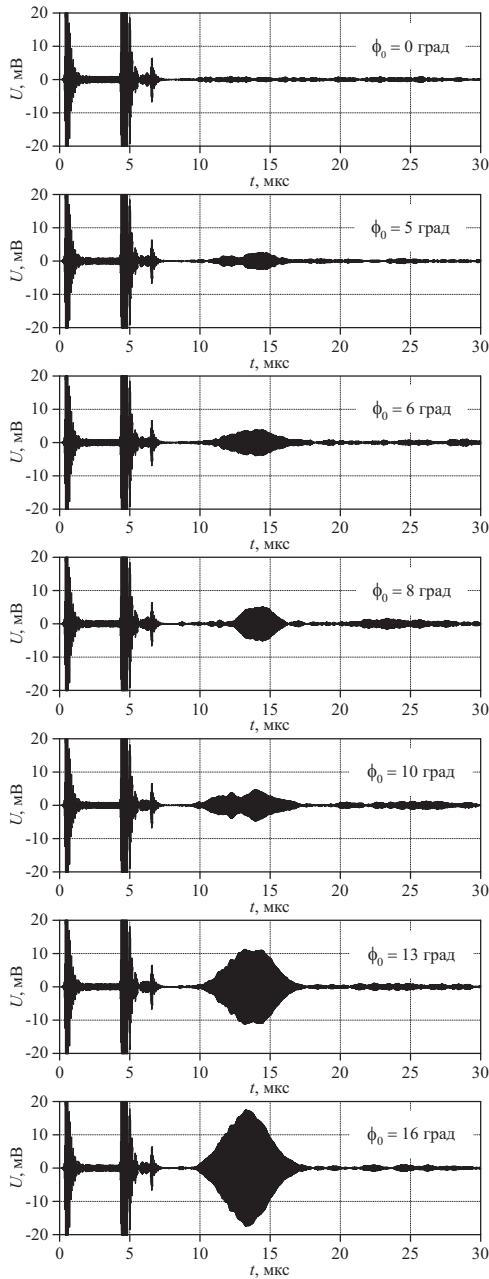


Рис. 2: Осциллограммы сигналов обратной волны на частоте 22 МГц при различных углах между вектором напряженности магнитного поля  $\mathbf{H}$  и нормалью к бинарной оси

где  $V$  — объем кристалла,  $\hat{C}^{(n)}(\mathbf{H})$  — эффективные модули упругости.

Модули второго и третьего порядка определяются равенствами [2]:

$$\hat{C}^{(2)}(\mathbf{H}) = \hat{C}^{(2)} - \frac{H_E}{M_0} \left[ \frac{2\hat{B}_2}{\omega_{S0}/\gamma} \right]^2, \quad (2)$$

$$\hat{C}^{(3)}(\mathbf{H}) = -6 \left( \frac{H_E}{M_0} \right)^2 \frac{(2\hat{B}_1)^2 (2\hat{B}_2)^2}{(\omega_{S0}/\gamma)^4}, \quad (3)$$

где  $\hat{B}_{1,2}$  — магнитоупругие модули:

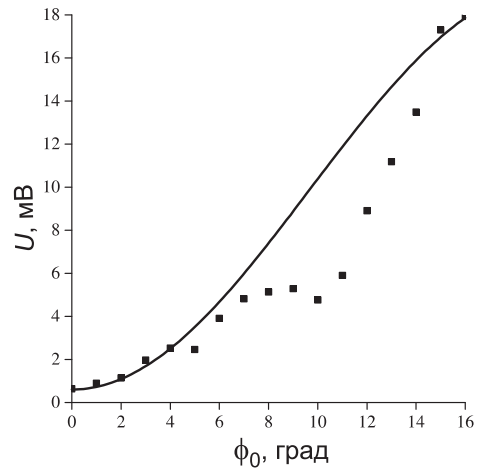


Рис. 3: Зависимость амплитуды сигнала обратной волны на частоте 22 МГц от угла между вектором напряженности магнитного поля  $\mathbf{H}$  и нормалью к бинарной оси: точки — эксперимент, линия — расчет.

$$\begin{aligned} \hat{B}_1 &= \hat{B}_1(0) \cos 2\phi_0 + \hat{B}_2(0) \sin 2\phi_0, \\ \hat{B}_2 &= -\hat{B}_1(0) \sin 2\phi_0 + \hat{B}_2(0) \cos 2\phi_0, \\ \hat{B}_1(0)\hat{u} &= -\frac{1}{2}(B_{11} - B_{12})(u_{xx} - u_{yy}) - 2B_{14}u_{yz}, \\ \hat{B}_2(0)\hat{u} &= -(B_{11} - B_{12})u_{xy} - 2B_{14}u_{xz}, \end{aligned} \quad (4)$$

$B_{ij}$  — тензоры магнитоупругих констант,  $\phi_0$  — угол между намагничивающим полем и нормалью к бинарной оси  $U_2 \parallel x$ ;  $\gamma$  — магнитомеханическое отношение,  $\omega_{S0}$  — частота антиферромагнитного резонанса:  $(\omega_{S0})^2 = H(H + H_D) + 2H_E H_{ms}$ ;  $H_E$ ,  $H_{ms}$ ,  $H_D$  — эффективные поля обменного, магнитоупругого взаимодействия и поле Дзялошинского соответственно,  $M_0$  — намагниченность магнитной подрешетки. Детальная информация об используемых обозначениях приведена в [2].

Эффективные модули второго порядка (2) ответственны за зависимость скоростей звука от напряженности магнитного поля, а модули третьего порядка (3) описывают квадратичную акустическую нелинейность.

Переменное магнитное поле  $\mathbf{h}_p(t)$  модулирует упругие параметры и обеспечивает параметрическую связь упругих волн. Поперечная модуляция ( $\mathbf{h}_p(t) \perp \mathbf{H}$ ) возбуждает колебания угла ориентации намагниченности  $\phi_0(t)$ :

$$\phi_0(t) = \frac{(H + H_D)}{(\omega_{S0}/\gamma)^2} h_p(t). \quad (5)$$

В результате, свободная энергия приобретает дополнительный вклад, обеспечивающий взаимодействие звука с электромагнитным полем:

$$F_p = \int_V d\mathbf{r} \cdot h_p(t) \frac{1}{2} \frac{(H + H_D)}{(\omega_{S0}/\gamma)^2} \frac{\partial}{\partial \phi_0} \hat{C}^{(2)}(\mathbf{H}) \cdot \hat{u}^2. \quad (6)$$

Нелинейная часть свободной энергии, ответственная за генерацию второй акустической гармоники имеет стандартный вид:

$$F_{NL} = \int_V d\mathbf{r} \cdot \frac{1}{3!} \hat{C}^{(3)}(\mathbf{H}) \cdot \hat{u}^3. \quad (7)$$

Тензор деформации удобно представить в виде разложения в ряд по нормальным акустическим модам:

$$\hat{u} = \sum_{\lambda, \mathbf{k}} -i \hat{u}_\lambda(\mathbf{k}) \left( a_{\lambda, \mathbf{k}} e^{i(\varpi_{\lambda, \mathbf{k}} t - \mathbf{k}\mathbf{r})} - a_{\lambda, \mathbf{k}}^* e^{-i(\varpi_{\lambda, \mathbf{k}} t - \mathbf{k}\mathbf{r})} \right), \quad (8)$$

где  $[\hat{u}_\lambda(\mathbf{k})]_{ij} = 1/2 (e_{\lambda, i} k_j + e_{\lambda, j} k_i)$  — тензор деформации,  $\mathbf{e}_\lambda$  — единичный вектор поляризации и  $\omega_{\lambda, \mathbf{k}}$  — частота моды  $\lambda$ .

Уравнения движения для амплитуд нормальных мод можно привести к каноническому виду:

$$\dot{a}_{\lambda, \mathbf{k}} + (\mathbf{v}_{\lambda, \mathbf{k}} \nabla) a_{\lambda, \mathbf{k}} = i \frac{1}{2V\rho\omega_{\lambda, \mathbf{k}}} \frac{\partial}{\partial a_{\lambda, \mathbf{k}}^*} (F_p + F_{NL}), \quad (9)$$

где  $\rho$  и  $V$  — плотность и объем кристалла соответственно,  $\mathbf{v}_{\lambda, \mathbf{k}}$  — групповая скорость моды.

С учетом равенств (6–8), для прямой и параметрически обращенной поперечных волн второй гармоники, распространяющихся параллельно бинарной оси  $\mathbf{x}$ , из уравнения (9) следует:

$$\dot{a}_{2k} + v_\perp \frac{\partial}{\partial x} a_{2k} = \frac{i}{2\rho\omega_{2k}} (\Psi_{NL} a_k^2 + h_p \Psi_p a_{-2k}^*), \quad (10)$$

$$\dot{a}_{-2k}^* - v_\perp \frac{\partial}{\partial x} a_{-2k}^* = -\frac{i}{2\rho\omega_{2k}} h_p^* \Psi_p a_{2k}, \quad (11)$$

где  $h_p$  — амплитуда поля накачки на частоте  $4\omega_{\mathbf{k}}$ ,  $v_\perp$  — скорость поперечной волны.

Амплитуды нелинейного  $\Psi_{NL}$  и параметрического  $\Psi_p$  взаимодействий выражаются соотношениями:

$$\begin{aligned} \Psi_{NL} &= \frac{3}{2} \left( \frac{H_E}{M_0} \right)^2 \left( \frac{\gamma}{\omega_{S0}} \right)^4 \sin 4\phi_0 \cos 2\phi_0 \left( 2\hat{B}_2(0)\hat{u}_{2k} \right) \times \\ &\quad \times \left( 2\hat{B}_2(0)\hat{u}_{1k} \right)^2, \\ \Psi_p &= 2 \left( \frac{H_E}{M_0} \right) \left( \frac{\gamma}{\omega_{S0}} \right)^4 (H + H_D) \sin 4\phi_0 \left( 2\hat{B}_2(0)\hat{u}_{2k} \right)^2. \end{aligned} \quad (12)$$

Второе слагаемое в уравнении (10) описывает влияние параметрической накачки на прямую волну второй гармоники. В условиях короткой импульсной накачки длительности  $T_p$  это влияние мало по параметру  $\Gamma = \zeta^2 \frac{\gamma^2 (H + H_D) h_p}{\omega_{S0}^2 \omega_{2k} T_p} < 1$ , где  $\zeta$  — коэффициент магнотонно-фононной связи. Условию  $\Gamma > 1$  соответствует режим запорогового усиления. При  $\Gamma \ll 1$  в приближении заданного поля исходной волны  $a_k = A_0(t - x/v_\perp)$  амплитуда обращенной второй гармоники в точке регистрации  $x=0$  имеет вид модифицированной функции

свертки:

$$a_{-2k}(t) = \frac{-i}{(4\rho\omega_{2k})^2} \Psi_{NL}^* \Psi_p \int_0^t d\tau \cdot \tau A_0^{*2}(t-\tau) h_p(t-\tau/2). \quad (13)$$

Ее зависимость от угла поворота намагничивающего поля описывается функцией:

$$f(\phi_0) = \sin^2 4\phi_0 \cos 2\phi_0. \quad (14)$$

На рис.3 линией показана функция  $C + Df(\phi_0)$  с константами  $C = 0,6$  мВ и  $D = 25,2$  мВ, подобранными для наилучшего соответствия с экспериментом в области малых и больших углов. Значительные расхождения в промежуточной области, как отмечалось выше, объясняются межмодовой интерференцией, искажающей форму импульса обращенной волны. Регистрируемый сигнал обращенной волны при значениях  $\phi_0$  близких к нулю, где генерация второй гармоники запрещена по симметрии, может быть обусловлен трехфононным параметрическим процессом, для которого, напротив, строго ортогональная ориентация намагничивающего поля с бинарной осью при поперечной накачке соответствует максимальной эффективности взаимодействия [3].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При возбуждении поперечного звука в кристалле  $\alpha$ - $\text{Fe}_2\text{O}_3$  на частоте  $\omega_{\mathbf{k}}$  под действием электромагнитного поля частоты  $4\omega_{\mathbf{k}}$  наблюдается генерация обратной волны с частотой  $2\omega_{\mathbf{k}}$ . Эффект обусловлен магнотонно-упругим взаимодействием и наблюдается при отклонении направления намагничивающего поля от нормали к бинарной оси кристалла. Отклонение поля от нормали снимает запрет по симметрии на квадратичную нелинейность поперечных волн, что делает возможным каскадный волновой процесс, включающий одновременную генерацию второй гармоники первичной волны и параметрическое обращение ее волнового фронта. Экспериментально измеренная зависимость амплитуды обращенной волны от ориентации магнитного поля согласуется с теоретически рассчитанной в рамках модели каскадного процесса. Показанная экспериментально и теоретически возможность подавления каскадного процесса при строго поперечной ориентации магнитного поля относительно бинарной кристаллографической оси создает благоприятные условия для наблюдения параметрических эффектов высших порядков нелинейности. Их исследования, однако, требуют уровней интенсивности первичной волны более высоких, чем были доступны в данном эксперименте.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 13-02-93108).

- [1] Ахманов С.А., Дубовик А.Н., Салтиел С.М., Томов И.В., Тункин В.Г. Письма в ЖЭТФ. **20**, № 4. С. 264. (1974).
- [2] Preobrazhensky V., Vou Matar O., Pernod P. Phys. Rev.E. **78**, № 4. P. 046603. (2008).
- [3] Preobrazhensky V., Yevstaf'ev O., Pernod P., Vou Matar O., Berzhansky V. Physics of Wave Phenomena. **20**, No. 4. P. 1. (2012).
- [4] Ozhogin V.I., Preobrazhensky V.L. Journ. of Magn. and Magn. Mater. **100**. P. 544. (1991).
- [5] Yevstaf'ev O., Preobrazhensky V., Pernod P., Berzhansky V. Journal of Magnetism and Magnetic Materials. **323**, № 11. P. 1568. (2011).
- [6] Preobrazhensky V., Yevstaf'ev O., Pernod P., Berzhansky V. Journal of Magnetism and Magnetic Materials. **322**, № 6. P. 585. (2010).
- [7] Brysev A.P., Klopotov R.V., Krutyansky L.M., Preobrazensky V.L. Physics of Wave Phenomena. **11**, N 1, P. 10. (2003).
- [8] Skibinsky K.M., Strugatsky M.V., Yagupov S.V., Berzhansky V.N., Yevstaf'ev A.I., Preobrazhensky V.L. Functional materials. **21**, N 1. P. 59. (2014).

## Cascade generation of phase conjugate wave in magnetoordered acoustic medium

V. V. Moshkin<sup>1,a</sup>, A. V. Moshkina<sup>1,b</sup>, V. L. Preobrazensky<sup>2,3,c</sup>, P. Pernod<sup>3,d</sup>

Joint International Laboratory LICS/LEMAC:

<sup>1</sup>Moscow state university of radio engineering, electronics and automation, Moscow 119454, Russia

<sup>2</sup>Wave research center of the A.M.Prokhorov General physics institute RAS, Moscow 119991, Russia

<sup>3</sup>Institute of Electronics, Microelectronics and Nanotechnology (IEMN UMR CNRS 8520) PRES Lille North of France, ECLille, B.P. 48, 59651 Villeneuve d'Ascq Cedex, France

E-mail: <sup>a</sup>mvv56@inbox.ru, <sup>b</sup>a.v.moshkina@gmail.com, <sup>c</sup>preobr@newmail.ru, <sup>d</sup>philippe.pernod@iemn.univ-lille1.fr

The cascade process of generation of the second acoustic harmonics accompanied by its simultaneous parametric wave phase conjugation in  $\alpha$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> antiferromagnetic crystal under transversal electromagnetic field is studied experimentally and theoretically. The necessary conditions for generation at variations of the magnetization direction relatively to the crystallographic axes and direction of propagation of transversal sound wave are defined. The observed effect is caused by the magnetoelastic interaction and is described in the framework of the theory of giant effective elastic anharmonicity.

PACS: 43.25+y

Keywords: second harmonics, cascade generation, wave phase conjugation, antiferromagnet.

Received 14.11.2014

### Сведения об авторах

1. Мошкин Владимир Валентинович — канд. техн. наук, доцент, доцент; тел.: (903) 546-71-02, e-mail: mvv56@inbox.ru.
2. Мошкина Анна Владимировна — аспирант; тел.: (903) 258-61-49, e-mail: a.v.moshkina@gmail.com.
3. Преображенский Владимир Леонидович — докт. физ.-мат. наук, профессор, главный научный сотрудник; тел.: (499) 135-82-34, e-mail: preobr@newmail.ru.
4. Pernod Philippe — HDR from University of Valenciennes, professor, Head of the AIMA-FILMS research group of Institute of Electronics, Microelectronics and Nanotechnology (CNRS); тел.: (33) 3-20-19-79-42, e-mail: philippe.pernod@iemn.univ-lille1.fr.