Первичное акустическое эхо при возбуждении парамагнитного кристалла пикосекундными упругими видеоимпульсами

© В.Ю. Маньков, С.В. Сазонов*

Астраханский государственный технический университет,
414025 Астрахань, Россия
*Калининградский государственный технический университет,
236000 Калининград, Россия
E-mail: postmast@alg.koenig.su

(Поступила в Редакцию 19 августа 1998 г.)

Проведено теоретическое исследование первичного акустического эха при возбуждении парамагнитного кристалла с эффективным спином $S = 1$ двумя поперечными упругими видеоимпульсами пикосекундной длительности. Направление подачи обоих возбуждающих видеоимпульсов перпендикулярно внешнему магнитному полю. Показано, что первичное акустическое эхо в общем случае состоит из шести продольных и поперечных сигналов на частотах переходов внутри зеемановского триплета. Определены оптимальные параметры возбуждающих видеоимпульсов для возникновения различных сигналов эха.

Вслед за генерацией в лабораторных условиях фемтосекундных оптических видеоимпульсов (сигналов, содержащих порядка одного периода колебаний) [1–3] появилась возможность генерации акустических (упругих) видеоимпульсов субнаносекундной и пикосекундной длительностей [4,5]. Обнаружение спин-фононного взаимодействия [6,7] в кристаллах с парамагнитными примесями дало толчок поискам акустических эффектов, аналогичных нестационарным когерентным явлениям в оптике и магнитной радиоспектроскопии [8]. Так, вслед за фотонным эхом [9,10] было теоретически предсказано [11], а затем и обнаружено фононное (спин-акустическое) эхо [8]. В последнем случае парамагнитный кристалл возбуждался последовательностью резонансных гиперзвуковых импульсов, вызывавших квантовые переходы между зеемановскими подуровнями парамагнитных ионов.

Фотонное эхо, генерированное последовательностью оптических предельно коротких импульсов (ПКИ-эхо), имеет ряд особенностей в сравнении с обычным резонансным эффектом [12–15]. Естественно предположить, что не меньшими особенностями будет обладать и акустическое эхо при возбуждении парамагнитного кристалла последовательностью упругих видеоимпульсов (акустическое ПКИ-эхо).

Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию акустического эха при возбуждении двумя упругими видеоимпульсами парамагнитного кристалла, состоящего из эффективных спинов $S = 1$. В качестве конкретного примера такой среды предлагается иметь в виду кубический монокристалл MgO с примесями парамагнитных ионов группы железа, сильно связанными с колебаниями решетки [16].

1. Постановка задачи

Пусть парамагнитный кристалл кубической симметрии находится во внешнем магнитном поле $\mathbf{B}_0$, параллельном одной из главных осей четвертого порядка (оси Z). Оба возбуждающих упругих видеоимпульса являются поперечными и подаются на кристалл перпендикулярно к B_0 (геометрия Фохта). Направление распространения видеоимпульсов будем считать параллельным оси X, совпадающей с другой главной осью четвертого порядка. Плоскость поляризации видеоимпульсов при этом ориентирована по отношению к $\mathbf{B}_0$ под произвольным углом α. В соответствии со сказанным гамильтониан $\hat{H}$ системы "парамагнитные ионы + акустические фононы" представим в виде

$$\hat{H} = \int (\hat{\mathcal{N}}_s + \hat{\mathcal{N}}_{ph} + \hat{\mathcal{N}}^{int}) d^3\mathbf{r}, \qquad (1)$$

где $\hat{\mathcal{N}}_s$, $\hat{\mathcal{N}}_{ph}$ и $\hat{\mathcal{N}}^{int}$ — плотность гамильтонианов спиновой системы, фононного поля и их взаимодействия соответственно. При этом [16]

$$\hat{\mathcal{N}}_s = \sum_j \hbar\omega_{0j}\hat{S}_z^{(j)}\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j), \qquad (2)$$

$$\hat{\mathcal{N}}_{ph} = \frac{\hat{p}_x^2 + \hat{p}_y^2 + \hat{p}_z^2}{2\rho} + \frac{1}{2}\rho a_\perp^2 \times \left[\left(\frac{\partial \hat{U}_y}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \hat{U}_x}{\partial x}\right)^2\right] + \frac{1}{2}\rho a_\parallel^2 \left(\frac{\partial \hat{U}_x}{\partial x}\right)^2, \qquad (3)$$

$$\hat{\mathcal{N}}^{int} = \sum_j \left[\frac{3}{2}G_{11}(\hat{S}_x^{(j)})^2 \frac{\partial \hat{U}_x}{\partial x} + G_{44}(\hat{S}_x^{(j)}\hat{S}_y^{(j)} + \hat{S}_y^{(j)}\hat{S}_x^{(j)})\frac{\partial \hat{U}_y}{\partial x} + G_{44}(\hat{S}_x^{(j)}\hat{S}_z^{(j)} + \hat{S}_z^{(j)}\hat{S}_x^{(j)})\frac{\partial \hat{U}_z}{\partial x}\right]\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j). \qquad (4)$$

Здесь $\hbar$ — постоянная Планка, ω_{0j} — частота перехода между соседними зеемановскими подуровнями спинового триплета, $\hat{S}_x^{(j)}$, $\hat{S}_y^{(j)}$, $\hat{S}_z^{(j)}$ — спиновые матрицы для $S = 1$ размерности 3×3, $\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j)$ — дельта-функция

Дирака, $\hat{p}_x$, $\hat{p}_y$, $\hat{p}_z$ — декартовы компоненты оператора плотности импульса упругой среды, $\hat{U}_x$, $\hat{U}_y$, $\hat{U}_z$ — операторы упругих смещений кристалла, ρ — средняя плотность среды, $a_\perp$ ($a_\parallel$) — скорость поперечного (продольного) звука, G_{ij} и G_{44} — константы спин-упругой связи. Интегрирование в (1) производится по всему объему образца, а суммирование в (2), (4) — по всем парамагнитным ионам спина $S = 1$.

Сделаем несколько замечаний по поводу (4). С укорочением длительности акустического видеоимпульса могут стать существенными эффекты пространственной нелокальности спин-фононной связи, так как видеоимпульс перестает "воспринимать" кристалл как сплошную среду [5,17–19]. Для импульсов длительностью $t_p \sim 10$ ps их пространственный размер $l \sim at_p \sim 10^{-5}$ cm (a — скорость звука в кристалле). Постоянная же кристаллической решетки $h \sim 10^{-7}$ cm. Поскольку $l \gg h$, здесь пространственной дисперсией спин-фононного взаимодействия можно пренебречь. Кроме того, пикосекундные упругие видеоимпульсы являются достаточно мощными, давление P_s внутри них достигает 0.1 GPa [4,5]. Относительные деформации, соответствующие таким давлениям, составляют $\varepsilon \sim 10^{-3}$ [17]. В этом случае в гамильтониане спин-фононной связи должны присутствовать члены, квадратичные по компонентам тензора деформации [20]. В настоящей работе будем считать импульсы не столь мощными, а потому эффектами ангармонизма в спин-фононной связи можно пренебречь.

Согласно (2), зеемановский спектр парамагнитного иона является эквидистантным.

В силу большой мощности акустических видеоимпульсов далее будем считать справедливым полуклассический подход. В соответствии с данным подходом материальные уравнения для динамики спинов являются квантовомеханическими и имеют вид уравнения Лиувилля для оператора плотности $\hat{\rho}$

$$\frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} = \frac{i}{\hbar}[\hat{H}_s + \hat{H}^{int}, \hat{\rho}], \tag{5}$$

где $\hat{H}_s = \int \hat{\mathcal{N}}_s d^3\mathbf{r}$, $\hat{H}^{int} = \int \hat{\mathcal{N}}^{int} d^3\mathbf{r}$, а операторы смещений $\hat{U}_x$, $\hat{U}_y$, $\hat{U}_z$ в (4) заменены на c-числовые функции U_x, U_y, U_z.

Здесь мы предполагаем, что время распространения упругого видеоимпульса через образец меньше времени необратимой фазовой релаксации, а потому пренебрегаем последней.

Уравнения для смещений упругого поля получим с помощью классических уравнений Гамильтона

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} = \frac{\delta H}{\delta p}, \quad \frac{\partial \mathbf{p}}{\partial t} = -\frac{\delta H}{\partial \mathbf{U}}, \tag{6}$$

где $H = \langle H \rangle$, $\langle \ldots \rangle$ — операция квантового усреднения, $\mathbf{U} = (U_x, U_y, U_z)$, $\mathbf{p} = (p_x, p_y, p_z)$.

Используя (1)–(4) и (6), получим

$$\frac{\partial^2 \varepsilon_{xx}}{\partial t^2} - a_\parallel^2 \frac{\partial^2 \varepsilon_{xx}}{\partial x^2} = \frac{3}{2}\frac{G_{11}}{\rho}\frac{\partial}{\partial x^2}\sum_j \langle (\hat{S}_x^{(j)})^2 \rangle \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j), \tag{7}$$

$$\frac{\partial^2 \varepsilon_{yx}}{\partial t^2} - a_\perp^2 \frac{\partial^2 \varepsilon_{yx}}{\partial x^2} = \frac{G_{44}}{\rho}\frac{\partial}{\partial x^2} \times \sum_j \langle \hat{S}_y^{(j)} \hat{S}_x^{(j)} + \hat{S}_x^{(j)} \hat{S}_y^{(j)} \rangle \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j), \tag{8}$$

$$\frac{\partial^2 \varepsilon_{zx}}{\partial t^2} - a_\perp^2 \frac{\partial^2 \varepsilon_{zx}}{\partial x^2} = \frac{G_{44}}{\rho}\frac{\partial}{\partial x^2} \times \sum_j \langle \hat{S}_z^{(j)} \hat{S}_x^{(j)} + \hat{S}_x^{(j)} \hat{S}_z^{(j)} \rangle \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j), \tag{9}$$

где $\varepsilon_{xx} = \partial U_x/\partial x$, $\varepsilon_{yx} = \partial U_y/\partial y$, $\varepsilon_{zx} = \partial U_z/\partial x$ — компоненты тензора деформации упругой среды.

Эффекты типа эха являются нелинейно параметрическими, что означает, что в системе материальных уравнений (5) поле упругих импульсов считается заданным, т.е. можно пренебречь обратным влиянием поглощающих спинов на поле возбуждающих импульсов. Сигналы индукции и эха рассчитываются с помощью (7)–(9) в приближении заданных правых частей. В этой связи заметим, что в (4) присутствует член $\sim (\hat{S}_x^{(j)})^2 \partial \hat{U}_x/\partial x$, описывающий взаимодействие эффективного спина с продольной компонентой поля упругих деформаций. Хотя возбуждение осуществляется только поперечными видеоимпульсами, из-за того что $G_{11} \neq 0$ продольная компонента упругого поля может появиться в сигналах индукции и эха (см. (7)). При расчете возбуждения спинов будем полагать $\varepsilon_{xx} = 0$.

2. Решение материальных и волновых уравнений. Анализ эхо-сигналов

При исследовании возбуждения спин-системы будем считать, следуя [15,21,22], длительность t_p возбуждающих видеоимпульсов настолько малой, что выполняется условие

$$\mu \equiv 2\omega_0 t_p \ll 1. \tag{10}$$

Взяв $\omega_0 \sim 10^{10}\,\mathrm{s}^{-1}$ [8], приходим к выводу, что неравенству (10) удовлетворяют видеоимпульсы $t_p \sim 10$ ps. В нулевом порядке по малому параметру μ будем полагать в (5) $\hat{H}_s = 0$. Тогда уравнение, описывающее процесс возбуждения, имеет вид

$$\frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} = \frac{i}{\hbar}[\hat{H}^{int}, \hat{\rho}]. \tag{11}$$

Если выполняется условие [23]

$$\left[\hat{H}^{int}(t), \int_{t_0}^{t} \hat{H}^{int}(t')dt'\right] = 0, \tag{12}$$

где t_0 — время начала воздействия видеоимпульса, решение (11) может быть представлено в следующей форме:

$$\hat{\rho}(t) = \exp(i\hat{\Theta})\hat{\rho}(t_0)\exp(-i\hat{\Theta}). \tag{13}$$

Здесь $\hat{\rho}(t_0)$ — матрица плотности среды перед подачей упругого видеоимпульса, $\hat{\Theta} = 1/\hbar \int_{t_0}^{t} \hat{H}^{int}(t')dt'$.

Условие (12) справедливо, например, в случае, если возбуждающие видеоимпульсы являются линейнополяризованными [24].

Запишем оператор $\hat{\Theta}$ в матричном представлении

$$\hat{\Theta} = \begin{pmatrix} 0 & \frac{\Theta_{zx}}{\sqrt{2}} & -i\Theta_{yx} \\ \frac{\Theta_{zx}}{\sqrt{2}} & 0 & -\frac{\Theta_{zx}}{\sqrt{2}} \\ i\Theta_{yx} & -\frac{\Theta_{zx}}{\sqrt{2}} & 0 \end{pmatrix}, \tag{14}$$

где $\Theta_{zx} = G_{44}/\hbar \int\limits_{t_0}^{t} \varepsilon_{zx} dt'$, $\Theta_{yx} = G_{44}/\hbar \int\limits_{t_0}^{t} \varepsilon_{yx} dt'$.

Для вычисления $\exp(\pm i\hat{\Theta})$ в (13) воспользуемся формулой Сильвестера [25]

$$e^{\pm i\hat{\Theta}} = \sum_{r=1}^{3} e^{\pm i\lambda_r} \frac{\prod\limits_{s\neq r}(\hat{\Theta} - \lambda_s \hat{I})}{\prod\limits_{s\neq r}(\lambda_r - \lambda_s)}, \tag{15}$$

где $\lambda_r\,(r = 1,2,3)$ — собственные значения матрицы $\hat{\Theta}$, $\hat{I}$ — единичная матрица.

Тогда для матрицы (14)

$$e^{\pm i\hat{\Theta}} = \left(\hat{I} - \frac{\hat{\Theta}^2}{\Theta^2}\right) + \frac{\hat{\Theta}^2}{\Theta^2}\cos\Theta \pm i\frac{\hat{\Theta}}{\Theta}\sin\Theta, \tag{16}$$

где $\Theta = G_{44}/\hbar \int\limits_{t_0}^{t} \varepsilon_\perp dt'$. При этом компоненты тензора деформации ε_{zx} и ε_{yx} связаны с $\varepsilon_\perp$ следующими соотношениями:

$$\varepsilon_{zx} = \varepsilon_\perp \cos\alpha, \quad \varepsilon_{yx} = \varepsilon_\perp \sin\alpha. \tag{17}$$

Подставляя (16) в (13), находим выражение для оператора плотности $\hat{\rho}(t)$ в периоды импульсных воздействий.

При расчете сигналов индукции и эха в периоды послеимпульсных воздействий будем, как обычно, полагать в (5) $\hat{H}^{int} = 0$ и интегрировать затем по отстройкам в контуре неоднородного уширения для разрешенных переходов.

Как показывает расчет, воздействие двух упругих видеоимпульсов с соответственными параметрами $\alpha_1, \Theta_1, t_{p1}$ и $\alpha_2, \Theta_2, t_{p2}$ на термодинамически равновесный парамагнетик порождает сигналы акустического эха в моменты времени $3\tau/2 + t_{p1} + t_{p2}$ — на частоте $2\omega_0$ с компонентами деформации ε_{xx} ($(3\tau/2)_{xx}$-эхо) и ε_{yx} ($(3\tau/2)_{yx}$-эхо); $2\tau + t_{p1} + t_{p2}$ на частоте ω_0 с компонентой ε_{zx} ($(2\tau)_{zx}$-эхо) и на частоте $2\omega_0$ с компонентами ε_{xx} ((2τ)-эхо) и ε_{yx} ($(2\tau)_{yx}$-эхо); $3\tau + t_{p1} + t_{p2}$ — на частоте ω_0 с упругой компонентой ε_{zx} ($(3\tau)_{zx}$-эхо). Далее приведем выражения для компонент тензора деформации в моменты появления сигналов эха при температурах среды $T \ll \hbar\omega_0/k_B$ (k_B — постоянная Больцмана), для которых до воздействия на среду $\rho_{11} \approx 1$, $\rho_2 \approx \rho_{33} \approx 0$. Данные соотношения найдены на основе (7)–(9) и имеют вид

$$\frac{3\tau}{2} + t_{p1} + t_{p2}: \quad \varepsilon_{xx}^{(2\omega_0)} = \frac{3G_{11}A_{xx}^{(3\tau/2)}}{2\rho a_\parallel^2},$$

$$A_{xx}^{(3\tau/2)} = \langle(\hat{S}_x^{(j)})^2\rangle\left(t = \frac{3}{2}\tau + t_{p1} + t_{p2}\right)$$
$$= (b_1 - c_1)\Big[(d_2 + f_2)(b_2 + c_2)a_1$$
$$- (c_2 - b_2)(d_2 - f_2)(d_1 + f_1)\Big],$$

$$\varepsilon_{yx}^{(2\omega_0)} = \frac{G_{44}A_{yx}^{(3\tau/2)}}{\rho a_\perp^2}, \; A_{yx}^{(3\tau/2)} = \langle\hat{S}_y^{(j)}\hat{S}_x^{(j)} + \hat{S}_x^{(j)}\hat{S}_y^{(j)}\rangle$$
$$\times\left(t = \frac{3}{2}\tau + t_{p1} + t_{p2}\right) = 2A_{xx}^{(3\tau/2)}; \tag{18}$$

$$2\tau + t_{p1} + t_{p2}: \quad \varepsilon_{xx}^{(2\omega_0)} = \frac{3G_{11}A_{xx}^{(2\tau)}}{2\rho a_\parallel^2},$$

$$A_{xx}^{(2\tau)} = \langle(\hat{S}_x^{(j)})^2\rangle(t = 2\tau + t_{p1} + t_{p2}) = a_1(d_1 + f_1)(d_2^2 - f_2^2),$$

$$\varepsilon_{yx}^{(2\omega_0)} = \frac{G_{44}A_{yx}^{(2\tau)}}{\rho a_\perp^2},$$

$$A_{yx}^{(2\tau)} = \langle\hat{S}_y^{(j)}\hat{S}_x^{(j)} + \hat{S}_x^{(j)}\hat{S}_y^{(j)}\rangle(t = 2\tau + t_{p1} + t_{p2}) = 2A_{xx}^{(2\tau)};$$

$$\varepsilon_{zx}^{(\omega_0)} = \frac{G_{44}A_{zx}^{(2\tau)}}{\rho a_\perp^2},$$

$$A_{zx}^{(2\tau)} = \langle\hat{S}_z^{(j)}\hat{S}_x^{(j)} + \hat{S}_x^{(j)}\hat{S}_z^{(j)}\rangle(t = 2\tau + t_{p1} + t_{p2})$$
$$= \sqrt{2}(b_1 - c_1)\Big[(c_2^2 - b_2^2)(d_1 + f_1) - (d_2 + f_2)g_2a_1$$
$$- (d_2 - f_2)g_2(d_1 + f_1) - (b_2^2 - c_2^2)a_1\Big]; \tag{19}$$

$$3\tau + t_{p1} + t_{p2}: \quad \varepsilon_{zx}^{(\omega_0)} = \frac{G_{44}A_{zx}^{(3\tau)}}{\rho a_\perp^2},$$

$$A_{zx}^{(3\tau)} = \langle\hat{S}_z^{(j)}\hat{S}_x^{(j)} + \hat{S}_x^{(j)}\hat{S}_z^{(j)}\rangle(t = 3\tau + t_{p1} + t_{p2})$$
$$= \sqrt{2}a_1(d_1 + f_1)\Big[(d_2 + f_2)(b_2 + c_2)$$
$$- (b_2 - c_2)(d_2 - f_2)\Big]. \tag{20}$$

Здесь

$$a_{1,2} = \cos^2\alpha_{1,2}\cos^2\frac{\Theta_{1,2}}{2} + \sin^2\alpha_{1,2}\cos\Theta_{1,2},$$

$$b_{1,2} = \frac{1}{\sqrt{2}}\sin 2\alpha_{1,2}\sin^2\frac{\Theta_{1,2}}{2},$$

$$c_{1,2} = \frac{1}{\sqrt{2}}\cos\alpha_{1,2}\sin\Theta_{1,2}, \quad d_{1,2} = \cos^2\alpha_{1,2}\sin^2\frac{\Theta_{1,2}}{2},$$

$$f_{1,2} = \sin\alpha_{1,2}\sin\Theta_{1,2},$$
$$g_{1,2} = \sin^2\alpha_{1,2} + \cos^2\alpha_{1,2}\cos\Theta_{1,2}. \tag{21}$$

Оптимальные значения управляющих параметров и обезразмеренные интенсивности эхо-откликов

$[A^{(te)}_{\xi\nu}]^2$:	Оптимальные параметры для					
	$(3\tau/2)_{xx}$-эха: $\alpha_1=-16.3^\circ$, $\Theta_1=0.35\pi$, $\alpha_2=144.7^\circ$, $\Theta_2=0.67\pi$	$(3\tau/2)_{yx}$-эха: $\alpha_1=-16.3^\circ$, $\Theta_1=0.35\pi$, $\alpha_2=144.7^\circ$, $\Theta_2=0.67\pi$	$(2\tau)_{xx}$-эха: $\alpha_1=90^\circ$, $\Theta_1=3/4\pi$, $\alpha_2=90^\circ$, $\Theta_2=1/2\pi$	$(2\tau)_{yx}$-эха: $\alpha_1=90^\circ$, $\Theta_1=3/4\pi$, $\alpha_2=90^\circ$, $\Theta_2=1/2\pi$	$(2\tau)_{zx}$-эха: $\alpha_1=45^\circ$, $\Theta_1=0.39\pi$, $\alpha_2=90^\circ$, $\Theta_2=1/2\pi$	$(3\tau)_{zx}$-эха: $\alpha_1=-90^\circ$, $\Theta_1=3/4\pi$, $\alpha_2=35.2^\circ$, $\Theta_2=0.67\pi$
$[A^{(3\tau/2)}_{xx}]^2$	1/4	1/4	0	0	0	0
$[A^{(3\tau/2)}_{yx}]^2$	1	1	0	0	0	0
$[A^{(2\tau)}_{xx}]^2$	0	0	1/4	1/4	1/16	0
$[A^{(2\tau)}_{yx}]^2$	0	0	1	1	1/4	0
$[A^{(2\tau)}_{zx}]^2$	0	0	0	0	2	0
$[A^{(3\tau)}_{zx}]^2$	1/4	1/4	0	0	0	1/4

Нижние индексы 1 и 2 означают принадлежность данных параметров соответственно к первому и второму видеоимпульсу. Выражения для эхо-откликов при произвольных температурах (ρ_{23}, $\rho_{33} \neq 0$) здесь не приводятся ввиду их громоздкости.

Таким образом, воздействие на спин-систему $S = 1$ двумя поперечными упругими видеоимпульсами, удовлетворяющими (10), в направлении, перпендикулярном $\mathbf{B}_0$, приводит к возникновению четырех поперечных эхо-сигналов ε_{zx} и ε_{yx}, частот ω_0 и $2\omega_0$ соответственно и двух продольных ε_{xx} на частоте $2\omega_0$.

Эхо-импульсы, ε_{zx}-поляризованные в плоскости магнитного поля $\mathbf{B}_0$, вызываются спонтанными переходами с $\Delta m = -1$ (m — магнитное квантовое число), а потому возникают на частоте ω_0 между ближайшими подуровнями зеемановского триплета. Эхо-сигналы ε_{yx}, поляризованные в плоскости, нормальной к $\mathbf{B}_0$, а также продольные эхо-сигналы ε_{xx} обусловлены переходами между крайними уровнями зеемановского триплета на частоте $2\omega_0$, для которых $\Delta m = -2$.

Наличие среди эхо-сигналов акустического эха импульсов различной поляризации (включая продольные) является, пожалуй, главным отличием от случая фотонного эха при возбуждении среды предельно короткими импульсами [15].

Пространственный размер l акустического видеоимпульса длительностью $t_p \sim 10\,\mathrm{ps}$ составляет порядка $10^{-5}\,\mathrm{cm}$, что значительно меньше характерного размера парамагнитного образца L. В этой связи необходимо учитывать эффекты распространения сигнала эха внутри образца [8]. Не вдаваясь в сложные математические расчеты, ограничимся лишь оценкой влияния эффекта распространения. Суммарная намагниченность, а с ней и компоненты тензора деформации будет уменьшаться вследствие компенсации вкладов от областей образца, в которых гиперзвуковая волна эхо-сигнала имеет противоположные фазы. В результате интенсивность эхо-отклика оказывается в $(2\pi a/\omega_0 L)^2$ раз меньше, чем для тонких образцов, когда эффектами распространения можно пренебречь [8]. Вторым важным моментом влияния эффектов распространения в нашей задаче является то обстоятельство, что при возбуждении образца сугубо поперечными видеоимпульсами система спинов откликается, помимо поперечных, также и продольными эхо-сигналами, обладающими разными скоростями распространения — $a_\perp$ и $\|$ соответственно. В результате время приема продольного эхо-импульса ε_{xx} датчиком, расположенным на дальнем от источника торце образца, смещается относительно поперечного эхо-сигнала на время $\Delta t = L(1/a_\| - 1/a_\perp)$. Например, поперечный эхо-импульс ε_{yx} на частоте $2\omega_0$ возникает в момент времени $t_{yx} = 3\tau/2 + t_{p1} + t_{p2}$. Тогда продольный эхо-сигнал ε_{xx} на той же частоте зафиксируется в момент $t_{yx} + \Delta t$. То же самое можно сказать и в отношении окрестности момента времени $2\tau + t_{p1} + t_{p2}$, где также должен фиксироваться продольный импульс наряду с поперечным.

Если длина парамагнитного образца настолько велика, что выполняется неравенство $L|a_\|^{-1} - a_\perp^{-1}| \gtrsim \tau$, возможны перекрытия эхо-сигналов, условно отнесенных нами к моментам времени $3\tau/2 + t_{p1} + t_{p2}$, $2\tau + t_{p1} + t_{p2}$ и $3\tau + t_{p1} + t_{p2}$, за счет разности скоростей продольного и поперечного звука или замена в порядке их регистрации. Например, если $a_\perp > a_\|$ и $L(a_\|^{-1} - a_\perp^{-1}) > \tau$, то последним зафиксированным эхо-сигналом окажется не поперечный импульс ε_{zx} на частоте ω_0, а продольный сигнал ε_{xx} на частоте $2\omega_0$, условно отнесенный нами к моменту времени $2\tau + t_{p1} + t_{p2}$.

Найдем оптимальные значения параметров $\Theta_{1,2}$ и $\alpha_{1,2}$ (управляющих параметров), при которых интересующий нас эхо-сигнал имеет максимальную интенсивность. Интенсивности эхо-сигналов продольной и двух поперечных компонент выражаются через соответствующие деформации следующим образом

$$I_{xx} = \frac{1}{2}\rho a_\|^2 \varepsilon_{xx}^2,$$

$$I_{yx} = \frac{1}{2}\rho a_\perp^2 \varepsilon_{yx}^2,$$

$$I_{zx} = \frac{1}{2}\rho a_\perp^2 \varepsilon_{zx}^2. \qquad (22)$$

Из (18)–(21) следует, что данная задача сводится к нахождению экстремумов соответствующих откликов как функций переменных Θ_1, α_1, Θ_2, α_2.

Результаты расчетов удобно представить в виде таблицы. Заголовки столбцов содержат набор оптимальных значений параметров α_k и Θ_k $(k = 1, 2)$ для данного типа эхо-сигнала, а сами столбцы образованы величинами $[A^{(t_e)}_{\xi\nu}]^2$ (где $\xi = x, y, z$; $\nu = x$; $t_e = 3\tau/2, 2\tau, 3\tau$) для всех эхо-сигналов при данных параметрах.

Из таблицы видно, что, например, при $\alpha_1 = 90°$, $\Theta_1 = 3\pi/4$, $\alpha_2 = 90°$, $\Theta_2 = \pi/2$ возникают два эхо-сигнала: $(2\tau)_{xx}$-эхо и $(2\tau)_{yx}$-эхо. Параметры $[A^{(2\tau)}_{xx}]^2$ и $[A^{(2\tau)}_{yx}]^2$ принимают значения 1/4 и 1 соответственно. Указанные значения α_1, Θ_1, α_2, Θ_2 являются оптимальными для обоих эхо-сигналов. Любопытно заметить также, что сигнал $(3\tau)_{zx}$-эха на частоте ω_0, поляризованный вдоль $\mathbf{B}_0$, проявляется наиболее явным (оптимальным) образом, если ни первый, ни второй из возбуждающих поперечных видеоимпульсов не поляризован вдоль внешнего магнитного поля (см. таблицу). При этом остальные эхо-сигналы вовсе отсутствуют.

Таким образом, варьируя значения управляющих параметров, можно изменять не только интенсивности различных сигналов двухимпульсного (первичного) эха, но и само количество этих сигналов. Данное обстоятельство открывает неплохие возможности для использования акустического ПКИ-эха в различных системах оперативной обработки информации.

Исследование, проведенное в данной работе, показывает, что первичное акустическое эхо, вызванное возбуждением парамагнитного кристалла двумя упругими видеоимпульсами, удовлетворяющими (10), образовано несколькими сигналами в отличие от соответствующего резонансного эффекта. В нашем случае $(S = 1)$ появляется шесть сигналов первичного эха на частотах ω_0 и $2\omega_0$. Несмотря на то что возбуждающие импульсы являются сугубо поперечными, эхо-сигналы содержат как поперечные, так и продольные компоненты тензора деформации среды. Интенсивность акустического эхо-сигнала в значительной степени зависит от констант спин-фононной связи G_{11} и G_{44}. Например, для парамагнитных ионов Fe^{2+} в кристаллической матрице MgO $G_{11} = 650\,\mathrm{cm}^{-1}$, $G_{44} = 380\,\mathrm{cm}^{-1}$ [16]. Отсюда, а также из (18)–(21) видно, что интенсивности продольных эхо-сигналов зачастую могут превышать соответствующие интенсивности поперечных эхо-откликов. Возникновение упругих эхо-сигналов различных поляризаций отличает акустическое ПКИ-эхо от соответствующего оптического эффекта в изотропных средах [15], где поляризация эхо-сигналов совпадает с поляризацией возбуждающих видеоимпульсов. Переходы между зеемановскими подуровнями могут вызываться не только спин-фононным, но также магнитно-дипольным и электрическим квадрупольным взаимодействиями, поэтому среди эхо-откликов среды при ее возбуждении упругими импульсами могут появляться не только акустические, но и электромагнитные сигналы [20]. Возможен и обратный эффект, когда возбуждение кристалла магнитными импульсами порождает упругие эхо-отклики [20]. Переходя от монохроматических возбуждающих импульсов к видеосигналам, возникает необходимость исследования особенностей эффектов эха для случаев, когда парамагнитный кристалл возбуждается комбинированной последовательностью из акустических и электромагнитных видеоимпульсов. В этой связи отметим, что некоторые нелинейные параметрические эффекты магнитнодипольного взаимодействия электромагнитных видеоимпульсов исследовались в работах [26–29].

В настоящей работе рассмотрена одна из простейших геометрий предлагаемого эксперимента, когда оба возбуждающих видеоимпульса подаются в направлении, перпендикулярном внешнему магнитному полю. Соответственно в том же направлении "высвечиваются" сигналы акустического эха. Представляет немалый интерес исследование пространственно-временных характерстик акустического эха при возбуждении кристалла упругими видеоимпульсами, подаваемыми под различными углами по отношению к $\mathbf{B}_0$. В этом случае, подобно тому как это имеет место в случае многочастотного фотонного эха [15], следует ожидать не только временных различий между сигналами первичного акустического эха, но также и различий в направлениях их распространения. Сказанное выше может породить, как нам видится, интерес к теоретическим и экспериментальным исследованиям эффектов акустического эха при возбуждении кристаллов различными последовательностями из упругих и электромагнитных видеоимпульсов.

Список литературы

[1] D.H. Auston, K.P. Cheung, J.A. Valdmanis, D.A. Kleinmann. Phys. Rev. Lett. **53**, *16*, 1555 (1984).
[2] J.T. Darrow, B.B. Hu, X.C. Chang, D.H. Auston. Opt. Lett. **15**, *5*, 323 (1990).
[3] P.C. Becker, H.L. Fragnito, J.Y. Bigot, C.H. Brito-Crus, C.V. Shank. Phys. Rev. Lett. **63**, *5*, 505 (1989).
[4] С.А. Ахманов, В.А. Выслоух, А.С. Чиркин. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. Наука, М. (1988). 312 с.
[5] С.А. Ахманов, В.Э. Гусев. УФН **162**, *3*, 3 (1992).
[6] A. Kastler. Experientia **8**, *1*, 1 (1952).
[7] С.А. Альтшулер. Докл. АН СССР **85**, *6*, 1235 (1952).
[8] В.А. Голенищев-Кутузов, В.В. Самарцев, Б.М. Хабибуллин. Импульсная оптическая и акустическая когерентная спектроскопия. Наука, М. (1988). 224 с.
[9] У.Х. Копвиллем, В.Р. Нагибаров. Физика металлов и металловедение **15**, *2*, 313 (1963).
[10] N.A. Kurnit, J.D. Abella. Phys. Rev. Lett. **6**, *19*, 567 (1964).
[11] В.Р. Нагибаров, У.Х. Копвиллем. ЖЭТФ **52**, *4*, 936 (1967).
[12] В.Ю. Маньков, А.Ю. Пархоменко, С.В. Сазонов. Квантовая электрон. **24**, *10*, 934 (1997).
[13] В.Ю. Маньков, А.Ю. Пархоменко, С.В. Сазонов. Изв. РАН. Сер. физ. **62**, *2*, 287 (1998).
[14] V.Yu. Man'kov, A.Yu. Parkhomenko, S.V. Sazonov. Proc. SPIE **3239**, 5 (1997).

[15] А.Ю. Пархоменко, С.В. Сазонов. Письма в ЖЭТФ **67**, *1*, 887 (1998).
[16] Дж. Такер, В. Рэмптон. Гиперзвук в физике твердого тела. Мир, М. (1975). 454 с.
[17] S.V. Sazonov. J. Phys.: Condens. Matter. **4**, *3*, 6485 (1992).
[18] С.В. Сазонов. Изв. вузов. Физика **36**, *4*, 94 (1993).
[19] S.V. Sazonov. J. Phys.: Condens. Matter. **6**, *31*, 6295 (1994).
[20] С.А. Альтшулер, Б.М. Козырев. Электронный парамагнитный резонанс. Наука, М. (1972). 672 с.
[21] Э.М. Беленов, А.В. Назаркин. Письма в ЖЭТФ **51**, *5*, 252 (1990).
[22] Э.М. Беленов, А.В. Назаркин, В.А. Ущаповский. ЖЭТФ **100**, *3(9)*, 762 (1991).
[23] И.А. Лаппо-Данилевский. Применение матричных функций к теории линейных систем обыкновенных дифференциальных уравнений. Гостехиздат, М. (1957). 342 с.
[24] С.В. Сазонов. Изв. РАН. Сер. физ. **58**, *8*, 129 (1994).
[25] У.Х. Копвиллем, С.В. Пранц. Поляризационное эхо. Наука, М. (1985). 192 с.
[26] I. Nakata. J. Phys. Soc. Jap. **60**, *2*, 77 (1991).
[27] С.В. Сазонов. Квантовая электрон. **20**, *2*, 135 (1993).
[28] С.В. Сазонов, Е.В. Трифонов. ЖЭТФ **103**, *5*, 1521 (1993).
[29] S.V. Sazonov. J. Phys.: Condens. Matter. **7**, *1–2*, 175 (1995).