укороченных уравнений:

$$\frac{dU^+}{dz} = -\frac{\mu}{2v_{зв}} U^+ - \frac{\omega_c{}^i}{2v_{зв}} U^{-*};$$
$$\frac{dU^{-*}}{dz} = -\frac{\omega_c{}^i}{2v_{зв}} U^+ + \frac{\mu}{2v_{зв}} U^{-*}; \tag{7}$$

где $\omega_c{}^i = eH_0/2Mc$.

Решение (7) с прежними граничными условиями имеет вид:

$$U^{-*}(0) = U_0 \omega_c{}^i \frac{1 - e^{-\frac{\varkappa}{v_{зв}} L}}{\varkappa + \mu + (\varkappa - \mu) e^{-\frac{\varkappa}{v_{зв}} L}}.$$

Здесь $\varkappa = \sqrt{\mu^2 + \omega_c{}^{i2}}$.

Видно, что как и в предыдущем случае, фаза отраженной волны сопряжена к фазе падающей, амплитуда обращенной волны монотонно растет с увеличением длины взаимодействия L, причем коэффициент преобразования звуковой энергии при $\omega_c{}^i \gg \mu$ может достигать 100%.

Приведем численные оценки для LiF. Примем: $\mu \ll \omega_c{}^i \sim 10^5$ с$^{-1}$; $\omega \sim 5 \cdot 10^6$ с$^{-1}$; $v_{зв} \sim 5 \cdot 10^5$ см/с. Для таких значений параметров длина взаимодействия $L_{эфф}$, отвечающая 50% преобразованию амплитуды падающей волны в отраженную $L_{эфф} \sim \sim v_{зв}/\omega_c{}^i \sim 5$ см. Отвечающая указанному значению $\omega_c{}^i$ напряженность переменного магнитного поля H_0, составляет $H_0 \sim 200$ Э.

Таким образом, прямое взаимодействие ионной звуковой волны с переменным магнитным полем является достаточно эффективным механизмом ОВФ звука, причем в отличие от геликон-фононного взаимодействия этот механизм реализуется в любом ионном кристалле.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Бункин Ф. В., Власов Д. В., Кравцов Ю. А.* Препринт ФИАН, 1982, № 90, с. 72.
2. *Стил М., Вюраль Б.* Взаимодействие волн в плазме твердого тела. М.: Атомиздат, 1973, 247 с.

Институт общей физики
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
17.II.1986

УДК 537.611.43

ДВУХФОНОННАЯ АКУСТИЧЕСКАЯ САМОИНДУЦИРОВАННАЯ ПРОЗРАЧНОСТЬ В ТВЕРДЫХ ПАРАМАГНЕТИКАХ

Буишвили Л. Л., Гиоргадзе Н. П., Менабде М. Г.

Большая часть нестационарных явлений, наблюдаемых при взаимодействии света с веществом, имеет аналоги в магнитной квантовой акустике, что позволяет распространить существующие теоретические построения на нестационарные процессы при прохождении кратковременных акустических импульсов через твердые парамагнетики. Это, в частности, касается акустической самоиндуцированной прозрачности (АСИП) в условиях акустического магнитного резонанса, хорошо изученного как теоретически, так и экспериментально [1, 2].

Ниже будет рассмотрено явление АСИП в разбавленном твердом парамагнетике в условиях двухфононного резонансного поглощения. Аналогичному явлению в оптике в настоящее время уделяется большое внимание [3].

Положим эффективный спин парамагнитного центра S равным 1 и будем считать, что имеет место квадрупольное расщепление. Как показано в работе [4], двухквантовый резонанс в такой системе позволяет устранить уширение линии, обусловленное неоднородностью квадрупольного взаимодействия. В наиболее простом случае тетрагональной симметрии гамильтониан невзаимодействующих спинов имеет вид (за ось z принята ось симметрии 4-го порядка)

$$\mathscr{H}_s = \omega_0 \sum_i S_{zi} + \omega_Q \sum_i \left[S_{zi}{}^2 - \frac{1}{3} S(S+1) \right], \tag{1}$$

где ω_0 — зеемановская частота парамагнитного центра, а ω_Q — квадрупольная частота.

Предполагая, что звуковая волна распространяется вдоль оси z, и учитывая выбранную симметрию, гамильтониан спин-фононного взаимодействия представим в виде [1]

$$\mathscr{H}_{sp} = G \sum_i (S_{+i}S_{zi}+S_{zi}S_{+i})\,\varepsilon^-(\mathbf{r}_i) + G \sum_i (S_{-i}S_{zi}+S_{zi}S_{-i})\,\varepsilon^+(\mathbf{r}_i), \tag{2}$$

где G – константа спин-фононного взаимодействия (в обозначениях Фогта $G=G_{44}$), $\varepsilon^\pm=\varepsilon^{xz}\pm i\varepsilon^{yz}$, причем в рассматриваемом случае компоненты тензора деформации $\varepsilon^{\alpha z}$ связаны с компонентами вектора смещения u^α соотношениями $\varepsilon^{\alpha z}=(1/2)\,\partial u^\alpha/\partial z$, где $\alpha=x,\ y$.

В дальнейшем удобно перейти к формализму фиктивного спина 1/2 [5], в терминах которого выражения (1) и (2) могут быть переписаны в виде

$$\mathscr{H}_s = \omega_1 \sum_i S_{zi}^{1-2} + \omega_2 \sum_i S_{zi}^{2-3}, \tag{3}$$

$$\mathscr{H}_{sp} = \sqrt{2}\,G \sum_i (S_{+i}^{1-2} - S_{+i}^{2-3})\,\varepsilon^-(\mathbf{r}_i) + \sqrt{2}\,G \sum_i (S_{-i}^{1-2} - S_{-i}^{2-3})\,\varepsilon^+(\mathbf{r}_i). \tag{4}$$

Здесь $S_{\alpha i}^{m-n}$ $(\alpha=\pm z,\ m,\ n=1,\ 2,\ 3)$ – операторы фиктивного спина 1/2, отвечающие переходам между уровнями m и n, причем индексы 1, 2 и 3 отвечают состояниям эффективного спина $S=1$ с проекциями $+1$, 0 и -1 соответственно [2], $\omega_1=2\omega_0+(^2/_3)\,\omega_Q$, $\omega_2=2\omega_0-(^2/_3)\,\omega_Q$.

Следуя работе [6], предположим, что под воздействием кратковременного импульса (длительность которого меньше времен спин-спиновой и спин-решеточной релаксации) в образце возбуждается модулированная поперечная звуковая волна

$$\varepsilon^\pm=\mathscr{E}(z,\ t)\,\exp\left[\pm i(\omega_0 t-kz)\right], \tag{5}$$

амплитуда которой слабо меняется в пространстве и во времени:

$$|\partial\mathscr{E}/\partial t|\ll\omega_0|\mathscr{E}|,\quad |\partial\mathscr{E}/\partial z|\ll k|\mathscr{E}|. \tag{6}$$

Для описания динамики спиновой системы в поле этой волны воспользуемся квантовым аналогом метода ускоренной сходимости, развитым в работе [7]. Записывая гамильтониан спин-фононного взаимодействия (4) в представлении взаимодействия

$$\begin{aligned}\tilde{\mathscr{H}}_{sp}(t) = \exp(i\mathscr{H}_s t)\mathscr{H}_{sp}\exp(-i\mathscr{H}_s t) = \sqrt{2}\,G \sum_i \Big\{ S_{+i}^{1-2} \exp\Big[i\Big(\omega_1-\frac{1}{2}\omega_2\Big)t\Big] -\\ - S_{+i}^{2-3}\exp\Big[i\Big(\omega_2-\frac{1}{2}\omega_1\Big)t\Big]\Big\}\mathscr{E}\exp[-i(\omega_0 t-kz)]+\\ +\sqrt{2}\,G\sum_i\Big\{S_{-i}^{1-2}\exp\Big[-i\Big(\omega_1-\frac{1}{2}\omega_2\Big)t\Big]-\\ - S_{-i}^{2-3}\exp\Big[i\Big(\omega_2-\frac{1}{2}\omega_1\Big)t\Big]\Big\}\mathscr{E}\exp[i(\omega_0 t-kz)]\end{aligned} \tag{7}$$

и используя выражения для эффективного гамильтониана во втором порядке [7]

$$\mathscr{H}_{\text{эфф}}^{(2)} = \overline{(1/2)[\tilde{\mathscr{H}},\ \mathscr{H}]},$$

где

$$\tilde{\mathscr{H}} = i\int^t dt'[\mathscr{H}(t')-\overline{\mathscr{H}}],\qquad \overline{\mathscr{H}}=\lim_{T\to\infty}\frac{1}{T}\int_0^T dt\,\mathscr{H}(t),$$

применительно к рассматриваемому случаю, получим

$$\tilde{\mathscr{H}}_{sp}^{(2)} = -(2G^2/\omega_Q)\sum_i\left[S_{+i}^{1-3}\exp(2ikz)+S_{-i}^{1-3}\exp(-2ikz)\right]\mathscr{E}^2. \tag{8}$$

Возвращаясь к исходному представлению, для эффективного гамильтониана, опи-

---

[1] Пренебрегаем квадратичными по смещению членами, поскольку, как показывают простые оценки, их вклад в двухфононное резонансное поглощение пренебрежим по сравнению со вкладом, обусловленным выражением (2).

[2] Подробнее об этом см. работу [5].

сывающего двухфононный процесс, будем иметь

$$\mathscr{H}^{(2)}=\mathscr{H}_s+\mathscr{H}_{sp}^{(2)}=\omega_1\sum_i S_{zi}^{1-2}\ \omega_2\sum_i S_{zi}^{2-3}-(2G^2/\omega_Q)\sum_i\,[S_{+i}^{1-3}\ (\varepsilon^-)^2+S_{-i}^{1-3}\ (\varepsilon^+)^2]. \tag{9}$$

Отсюда нетрудно получить уравнения движения для компонент квантовомеханического среднего оператора спиновой плотности

$$S_\alpha(\mathbf{r})=\sum_i\langle S_{\alpha i}^{1-3}\rangle\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}_i):$$

$$\frac{dS_+}{dt}=2i\omega_0S_++i\frac{4G^2}{\omega_Q}(\varepsilon^+)^2S_z,\qquad \frac{dS_z}{dt}=i\frac{2G^2}{\omega_Q}[(\varepsilon_-)^2S_+-(\varepsilon^+)^2S_-]. \tag{10}$$

Система уравнений (10) должна быть дополнена уравнением, описывающим распространение поперечной звуковой волны в условиях спин-фононного взаимодействия. Это уравнение легко получается из гамильтониана упругих колебаний среды, содержащей парамагнитные центры:

$$\mathscr{H}_p=\int dV\left\{\frac{1}{2}\rho\dot u_+\dot u_-+\frac{1}{2}\lambda\frac{\partial u^+}{\partial z}\frac{\partial u^-}{\partial z}+\frac{G^2}{2\omega_Q}\left[S_+\left(\frac{\partial u^-}{\partial z}\right)^2+S_-\left(\frac{\partial u^+}{\partial z}\right)^2\right]\right\}, \tag{11}$$

и имеет вид

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2}-v_0^2\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)\varepsilon^+=-\frac{2G^2}{\rho\omega_Q}\frac{\partial^2}{\partial z^2}(S_+\varepsilon^-), \tag{12}$$

где $v_0^2=\lambda/\rho$.

Представляя компоненты спиновой плотности в виде

$$S_\pm=\{v(z,t)\pm iw(z,t)\}\exp[\pm2i(\omega_0t-kz)],$$
$$S_z=s(z,t), \tag{13}$$

где v, w и s — медленно меняющиеся (в смысле неравенств (6)) амплитуды, и переходя общепринятым способом к укороченным уравнениям [6], получим

$$\left(\frac{\partial}{\partial t}+v_0\frac{\partial}{\partial z}\right)\mathscr{E}=-\frac{G^2\omega_0}{\rho v_0^2\omega_Q}w\mathscr{E},\quad \frac{\partial v}{\partial t}=0,\quad \frac{\partial w}{\partial t}=\frac{4G^2}{\omega_Q}\mathscr{E}^2s,\quad \frac{ds}{dt}=-\frac{4G^2}{\omega_Q}\mathscr{E}^2w. \tag{14}$$

Система уравнений (14) описывает пространственно-временную эволюцию магнитоупругого возмущения в среде в условиях двухфононного резонансного поглощения и является исходной. Решение этой системы, отвечающее начальным условиям $s(-\infty)=s_0$, $v(-\infty)=w(-\infty)=0$, хорошо известно и имеет вид [6]

$$v(z,t)=0,\quad w(z,t)=s_0\sin\psi(z,t),\quad s(z,t)=s_0\cos\psi(z,t), \tag{15}$$

где

$$\psi(z,t)=\frac{4G^2}{\omega_Q}\int_{-\infty}^{t}dt'\,\mathscr{E}(z,t')$$

— угол поворота эффективного спинового момента. Определяя полный угол поворота как $\theta(z)=\psi(z,\infty)$ и подставляя решение (15) в первое из уравнений системы (14), получим

$$\frac{d\theta}{dz}=-\alpha(1-\cos\theta), \tag{16}$$

где $\alpha=2G^2\omega_0s_0/\rho v_0^3\omega_Q$.

Отсюда видно, что при $\theta=2\pi n$ (n — целое число) импульс распространяется без поглощения.

Найдем теперь форму стационарного импульса, распространяющегося через образец с некоторой групповой скоростью v_g. Вводя новую переменную $t'=t-z/v_g$ из первого уравнения системы (14), следуя работе [8], будем иметь

$$\frac{\partial\mathscr{E}^2}{\partial t}=\pm b\mathscr{E}^2\left[\frac{2}{a}\mathscr{E}^2-\frac{1}{a^2}\mathscr{E}^4\right]^{1/2}, \tag{17}$$

где

$$a=v_g\omega_0s_0/2v_0^2\rho(v_0-v_g), \tag{18}$$

$$b=2G^2v_g\omega_0s_0/\omega_Q\rho v_0^2(v_0-v_g). \tag{19}$$

Решением уравнения (17) является импульс лоренцовой формы:

$$\mathscr{E}^2(t')=2a/[1+(bt')^2]. \tag{20}$$

Из формул (18) и (19) следует, что групповая скорость импульса связана с его длительностью $\tau=1/b$ соотношением

$$v_g=\frac{v_0}{1+(2\tau\omega_0G^2s_0)/\omega_Q\rho v_0^2}. \tag{21}$$

Двухфононная АСИП может наблюдаться в образцах с сильно неоднородной константой квадрупольного расщепления. Удобным в этом смысле объектом является MgO с примесью Fe^{2+} (в котором, кстати, впервые наблюдалась однофононная АСИП). Спин-фононная связь для ионов Fe^{2+} очень велика ($G\sim400$ см$^{-1}$), вследствие чего ширина линии двухквантового резонанса ~10 Гц, в то время как одноквантового – ~400 Гц. Следует поэтому ожидать, что для исследования двухфононной АСИП могут быть использованы более длительные акустические импульсы, чем в случае однофононной АСИП.

Авторы выражают благодарность А. Р. Кесселю за интерес к работе и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Магнитная квантовая акустика/Под ред. Голенищева-Кутузова В. А. М.: Наука, 1977. 200 с.
2. *Shiren N. S.* Celf-induced transparency in acoustic paramagnetic resonance.– Phys. Rev., 1970, v. 2B, № 7, p. 2471–2487.
3. *Григорьян В. С.* Взаимодействие ультракоротких импульсов света с возбужденной двухфотонно-резонансной средой.– ЖЭТФ, 1984, т. 86, № 6, с. 2005–2018.
4. *Буишвили Л. Л., Кобахидзе Г. В., Менабде М. Г.* Теория многоспиновых и многоквантовых эффектов в двойном электронно-ядерном резонансе на дальних ядрах.– ЖЭТФ, 1985, т. 87, № 2, с. 581–588.
5. *Vega S.* Fictitious spin-1/2 operator formalism for multiple guantum NMR.– J. Chem. Phys., 1978, v. 68, № 12, p. 5518–5527.
6. *McCall S. L., Hahn E. L.* Self-induced transparency.– Phys. Rev., 1969, v. 183, № 2, p. 457–485.
7. *Буишвили Л. Л., Кобахидзе Г. В., Менабде М. Г.* К теории многоспиновой кросрелаксации и динамической поляризации ядер в твердых телах.– ЖЭТФ, 1983, т. 84, № 1, с. 138–147.
8. *Беленов Э. И., Полуэктов И. А.* Когерентные эффекты при распространении ультракороткого импульса света в среде при двухфотонном резонансном поглощении.– ЖЭТФ, 1969, т. 56, № 4, с. 1407–1411.

Институт физики
Академии наук ГССР

Поступило в редакцию
25.XI.1985

УДК 534.28

АНИЗОТРОПИЯ УПРАВЛЕНИЯ СКОРОСТЬЮ ОБЪЕМНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ В ПЬЕЗОЭЛЕКТРИКАХ СО СТРУКТУРОЙ СИЛЛЕНИТА

Бурков С. И., Зайцева М. П., Кокорин Ю. И., Соболев Б. В., Сорокин Б. П., Четвергов Н. А.

Совершенствование методов контролируемого изменения параметров устройств акустоэлектроники в настоящее время представляет практический интерес благодаря расширению функциональных возможностей таких устройств [1]. В данной работе приводятся результаты расчета на ЭВМ анизотропии влияния постоянного электрического поля $\bar{E}$ на изменения скоростей объемных акустических волн (ОАВ) в пьезоэлектриках со структурой силленита. Расчеты основаны на полученных ранее данных по нелинейным электромеханическим свойствам (НЭМС) этих материалов [2].

Экспериментально проверено, что в исследованных кристаллах в пределах $\Delta\bar{E}=0\div10^6$ В·м$^{-1}$ зависимость скоростей ОАВ от $\bar{E}$ имеет линейный характер: $v(\bar{E})=v(0)(1+\alpha_v\bar{E})$, где $\alpha_v=\frac{1}{v(0)}\left(\frac{\Delta v}{\Delta\bar{E}}\right)_{\Delta\bar{E}\to0}$ – так называемый коэффициент управления скоростью ОАВ электрическим полем. Его величина для данного направления распространения волны и ориентации $\bar{E}$ определяется линейными и нелинейными свойствами материала. Ориентационные зависимости $\alpha_v=f(\mathbf{N},\mathbf{M})(\bar{E}\neq0)$ этого коэффициента также обусловлены анизотропией указанных свойств и могут быть рассчитаны в явном виде. Здесь $\mathbf{N}$, $\mathbf{M}$ – единичные векторы направления распространения ОАВ и ориентации $\bar{E}$.