

8. Григорьев С. Б., Кубряшова Л. К. Магнитоупругое затухание, обусловленное вращением намагниченности.— Физ. тв. тела., 1975, т. 17, № 1, с. 170–175.
9. Шур Я. С., Штольц Е. В., Глазер А. А. О перестройке доменной структуры магнитно-одноосных ферромагнетиков в магнитном поле.— Физ. металлов и металлостроение, 1959, т. 8, № 5, с. 685–688.
10. Барьяхтар В. Г., Иванов Б. А. О доменных структурах ферромагнетиков в магнитном поле, перпендикулярном оси легкого намагничивания.— Физ. металлов и металлостроение, 1974, т. 38, № 1, с. 214–215.
11. Барьяхтар В. Г., Иванов Б. А., Квирикадзе А. Г., Клепиков В. Ф. О фазовом переходе ферромагнетика из однодоменного в многодоменное состояние.— Физ. металлов и металлостроение, 1973, т. 36, № 1, с. 18–22.
12. Барьяхтар В. Г., Попов В. А. К теории доменной структуры ферромагнетиков.— Физ. металлов и металлостроение, 1972, т. 34, № 1, с. 5–11.

Ленинградский
государственный
университет
им. А. А. Жданова

Поступила в редакцию
31.V.1982

УДК 534.2–16

ОБ АКУСТОФОТОРЕФРАКТИВНОМ ЭФФЕКТЕ

Чабан А. А.

В данной работе предлагается новый метод акустофоторефрактивной записи [1–3], в котором используется модулированный по интенсивности световой пучок.

Интересный акустофоторефрактивный эффект обнаружен совсем недавно. Он наблюдался тогда, когда во время прохождения через кристалл звука подавался мощный световой импульс с длительностью, существенно меньшей периода звуковой волны. Дело в том, что в пьезоактивном кристалле неоднородные электрические поля, созданные звуковой волной и практически постоянные во все время освещения, приводят к перераспределению по объему фотовозбужденных носителей тока и возникновению неоднородного по кристаллу связанного заряда. Возникающие вследствие этого остаточные электрические поля благодаря механизму линейного электрооптического эффекта создают периодическое в пространстве возмущение в величине показателя преломления, которое и наблюдалось по рассеянию пробного светового пучка [1–3]. Естественно, что в проведенных экспериментах требовалась очень высокая интенсивность и очень малая длительность записывающего светового пучка.

Ниже будет показано, что такое же явление можно достаточно просто наблюдать, если осветить кристалл, через который распространяется звук, не очень интенсивным, но достаточно длительным световым потоком, промодулированным с частотой звуковой волны. Такие условия ближе к обычно используемым при наблюдении хорошо изученного фоторефрактивного эффекта [4, 5]. Модуляция светового пучка с частотой звука искусственно усиливает рождение фотовозбужденных носителей тока при определенных конфигурациях звукового поля. Передвижение звуковой волны по кристаллу во время записи не выравнивает уже перенос носителей (до их захвата) под действием электрического поля звуковой волны во всех частях образца, поскольку при определенных конфигурациях звукового поля концентрация носителей в объеме оказывается выше. Таким образом, возникает неоднородный в пространстве связанный электрический заряд. При этом не требуется особо большой мощности светового потока, поскольку при модуляции светового потока эффект будет нарастать во времени и при длительности светового импульса, превышающей на порядок период звуковой волны.

Отметим, что для пьезополупроводников воздействие модулированного света на звуковую волну в задачах несколько иного рода уже исследовалось ранее (см., например, работу [6]).

Пусть через фоторефрактивный кристалл вдоль кристаллофизической оси X_1 распространяется звуковая волна с относительной деформацией $du/dx_1 = A \sin(kx_1 - \omega t)$. Для простоты считаем, что вдоль этой оси могут распространяться чисто продольная и чисто поперечные звуковые волны (продольная нормаль). В момент времени $t=0$ включается освещение с интенсивностью $I_0(1 + \beta \sin \omega t)$. Количество электронов, выбрасываемых в единицу времени в зону проводимости,

$$g(t) = \alpha I_0^m (1 + \beta \sin \omega t)^m. \quad (1)$$

Здесь α — некоторый коэффициент, характеризующий эффективность возбуждения электронов. Для линейного фоторефрактивного кристалла $m=1$, для нелинейного — $m=2$ [7].

Подчеркнем, что одновременно с неоднородным по объему изменением показателя преломления из-за акустофоторефрактивного эффекта появится и хорошо известное однородное (в принятых предположениях о геометрии эксперимента) по образцу изменение показателя преломления из-за обычного фоторефрактивного эффекта [4, 5]. Поскольку последний эффект хорошо изучен и легко наблюдаем, будем

в дальнейшем именно с ним сравнивать акустофоторефрактивный эффект.

Сначала вычислим поле однородного по объему фоторефрактивного эффекта. Считаем, что фоторефрактивное поле направлено по кристаллофизической оси X_3 . Вдали от режима насыщения электрическое поле обычного фоторефрактивного эффекта составляет:

$$\varepsilon_0(t) = \frac{ql_0}{\varepsilon_{33}} \int_0^t g dt = \frac{\{2 + (m-1)\beta^2\} ql_0 \alpha}{2\varepsilon_{33}} I_0^m(t). \quad (2)$$

Здесь $-q$ — заряд электрона, ε_{pk} — тензор диэлектрической проницаемости при низких частотах, l_0 — характерная длина переноса из-за асимметрии выброса [4, 5]. При этом существенно использовано условие $\omega t \gg 1$, которое позволяет не учитывать быстро осциллирующую во времени часть фоторефрактивного поля. При $m=1$ модулированная часть светового потока вклада в ε_0 , естественно, не дает.

Теперь рассчитаем неоднородное в пространстве электрическое поле, обусловленное одновременным действием света и звуковой волны. Именно это поле вызывает благодаря электрооптическому эффекту появление акустофоторефрактивной решетки.

Электрическое поле звуковой волны приводит к дополнительному переносу возбужденных носителей по оси X_γ с характерной длиной переноса $l(x_\gamma, t)$. Полагая $\omega \tau \ll 1$, где τ — время жизни носителей, найдем

$$l(x_\gamma, t) = \mu e \varepsilon_{\gamma\gamma}^{-1} \tau \frac{\partial u}{\partial x_\gamma}. \quad (3)$$

Здесь μ — подвижность электронов, e — пьезоэлектрическая постоянная для данного типа звуковых волн. Формула (3) верна при условии $kl \ll 1$. Считаем, что проводимость кристалла достаточно мала и электроны проводимости не экранируют заметно поля звуковой волны. Теперь находим остаточное электрическое поле, которое направлено вдоль оси X_γ и создается неоднородным распределением связанных электронов, возникшим под действием звуковой волны и модулированного света:

$$\varepsilon(x_\gamma, t) = \frac{q}{\varepsilon_{\gamma\gamma}} \int_0^t l(x_\gamma, t) g(t) dt = - \frac{mq\mu e \tau \alpha \beta I_0^m A t}{2\varepsilon_{\gamma\gamma}^2} \cos kx_\gamma. \quad (4)$$

Электрические поля ε_0 и ε приведут к изменению тензора высокочастотной диэлектрической непроницаемости на частоте пробного светового пучка. Для однородного в пространстве фоторефрактивного эффекта находим соответствующее приращение:

$$\Delta B_{pq} = \frac{r_{pq3} \{2 + (m-1)\beta^2\} ql_0 \alpha I_0^m t}{2\varepsilon_{33}}, \quad (5)$$

где r_{pqt} — тензор электрооптических коэффициентов. Соответственно для акустофоторефрактивного эффекта неоднородное в пространстве изменение тензора высокочастотной диэлектрической непроницаемости составит:

$$\begin{aligned} \Delta B_{pq}' &= R_{pq} \cos kx_\gamma; \\ R_{pq} &= - \frac{r_{pq\gamma} m q \mu e \tau \alpha \beta I_0^m A t}{2\varepsilon_{\gamma\gamma}^2}. \end{aligned} \quad (6)$$

Теперь сравним величину акустофоторефрактивного эффекта с величиной однородного в пространстве (при выбранной геометрии) фоторефрактивного эффекта. Для отношения компонент тензоров с одинаковыми индексами получим соотношение:

$$\frac{R_{pq}}{\Delta B_{pq}} = - \frac{r_{pq\gamma} \varepsilon_{33} m \mu e \tau \beta A}{r_{pq3} \varepsilon_{\gamma\gamma}^2 \{2 + (m-1)\beta^2\} l_0} \quad (7)$$

При $\mu = 10^3 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ [8, 9], $e = 3 \text{ К м}^{-2}$, $\varepsilon_{33} = \varepsilon_{\gamma\gamma} = 50 \cdot \varepsilon_0$, где ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума, $l_0 = 10^{-8} \text{ см}$, $\beta = 0,3$, $\tau = 10^{-13} \text{ с}$, $A = 10^{-4}$, $r_{pq\gamma} = r_{pq3}$, получаем $R_{pq}/\Delta B_{pq} \sim 10^{-2}$. Итак, при освещении модулированным светом растет с увеличением времени световой экспозиции не только величина фоторефрактивного, но и величина акустофоторефрактивного эффекта. Поскольку эффективность обычного фоторефрактивного эффекта очень велика, то из приведенной оценки следует, что при сравнительно слабом по интенсивности, но достаточно продолжительном световом потоке акустофоторефрактивная запись оказывается достаточно сильной. Считывание легко осуществить по брэгговской дифракции пробного светового пучка.

При исследовании фоторефрактивного эффекта часто удается описать явление в терминах изменения показателя преломления. В связи с удобством такого описания отметим известный факт, что если ось под номером i является до и после освещения главной осью эллипсоида диэлектрической непроницаемости, то изменение исходного показателя преломления для света, поляризованного вдоль i -ой оси, составит

$$\Delta n_i = - \frac{n_i^3}{2} (\Delta B_{ii} + \Delta B_{ii}'). \quad (8)$$