

07;08
©1993

АКУСТООПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ФОТОГРАФИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ

А.А. Чабан

Рассмотрен новый тип акустооптических взаимодействий, основанный на захвате носителей тока в потенциальные ямы пьезоэлектрического поля, созданного звуковой волной.

Пусть через освещенный пьезодиэлектрик распространяется интенсивная звуковая волна. В потенциальных ямах пьезополя могут собраться практически все возбужденные светом носители тока (полагаем, что это электроны), если их подвижность достаточно велика. Речь идет о давно известной "бунчировке" [1,2]. Как обычно при фоторефрактивном эффекте [3,4], из-за захвата этих носителей на примеси образуются решетки пространственного заряда и через электрооптический эффект решетки показателя преломления.

Один тип решеток возникает для стоячей звуковой волны даже при однородном освещении. Электроны почти весь период колебаний находятся не в месте своего рождения, а поочередно то в одной, то в другой пучности звука. Там они рекомбинируют, образуя объемный заряд. Снимается освещение, затем звук, и остается дифракционная решетка с периодом, в два раза меньшим, чем длина звуковой волны.

В решетке второго типа два пучка света интерферируют в присутствии бегущей звуковой волны. Пусть пространственный период световой решетки много меньше, чем длина волны звука, и при этом фронт звука параллелен плоскостям решетки (реально достаточно, чтобы период световой решетки вдоль направления волнового вектора звука был много меньше, чем длина волны звука). Электроны проводимости при усреднении по периоду звуковых колебаний однородно распределены в пространстве и рекомбинируют равномерно по образцу. Но поскольку электроны генерировались в пространстве неоднородно, то появится связанный пространственный заряд и решетка показателя преломления с периодом интерференционной картины и со сдвигом фазы $\pi/2$ по отношению к ней. По схеме динамической голографии начнется перекачка энергии из одного пучка в другой. Сразу подчеркнем, что речь идет о расширении популярного метода переменного поля Степанова-Петрова [5] на случай пьезополя звуковой волны. Если в области интерференции возбуждена стоячая звуковая волна, то образуются решетки сразу обоих типов. Возникающие при этом интересные возможности мы рассматривать не будем.

Распределение свободных электронов будем искать в виде [1,2]:

$$n(x, t) = \zeta(t) \cdot \exp \left[\frac{e\varphi_0}{k_B T} f(x, t) \right], \quad (1)$$

где e — абсолютная величина заряда электрона, k_B — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура, φ_0 — амплитуда пьезопотенциала, $f(x, t)$ равно $\cos(kx) \cos(\omega t)$ для стоячей волны и $\cos(kx - \omega t)$ для бегущей волны, $\zeta(t)$ — нормировочная постоянная. Нами использованы следующие предположения:

$$\frac{e\varphi_0}{k_B T} \gg 1; \quad \mu k \varphi_0 \gg S; \quad \mu k \varphi_0 \omega \tau \gg \pi S. \quad (2)$$

Здесь μ — подвижность электронов, S — скорость звука, τ — время жизни носителей тока. Первое условие делает энергетически выгодной бунчировку электронов. Второе и третье условия позволяют установиться распределению (1) много быстрее, чем за период колебаний и до рекомбинации электронов.

Приведем результаты расчетов для первой задачи. В переходном режиме, пока напряженность электрического поля решетки связанного заряда ΔE , образованного стоячей волной, много меньше пьезоэлектрического, решение имеет вид:

$$\Delta E(x, t) = - \sum_{m=1}^{\infty} \frac{g I e t}{\epsilon m k} R(m) \cdot \sin(2m k x);$$

$$R(m) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{I_{2m} \left(\frac{e\varphi_0}{k_B T} \cos \xi \right)}{I_0 \left(\frac{e\varphi_0}{k_B T} \cos \xi \right)} d\xi. \quad (3)$$

Здесь ϵ — диэлектрическая проницаемость в направлении распространения звука, I — интенсивность света, gI — скорость генерации электронов светом, $I_m(x)$ — модифицированная функция Бесселя первого рода. В установившемся режиме поле ΔE будет порядка звукового, однако просчитать задачу удастся лишь численно. Оценки показывают, что, например, в кристалле CdS, в котором недавно обнаружены великолепные фоторефрактивные свойства [6], можно будет без особых сложностей наблюдать дифракцию света на решетке (3) с эффективностью в десятки процентов. Отметим сходство, хотя и формальное, с работой [7].

Перейдем к решеткам второго типа. Особо перспективны в обоих типах решеток полуизолирующие кристаллы A_2B_6 и A_3B_5 [8]. Правда, у последних мешает сильный разогрев носителей тока пьезополем, поэтому ограничимся для иллюстрации перекачкой энергии из обыкновенной волны накачки с интенсивностью I_0 в обыкновенную волну малой интенсивности в частном случае кристалла типа $6mm$. Отметим, что обычный механизм перекачки из-за диффузии при сильной бунчировке выключен. Пусть волны пересекаются под углом 2θ , причем проекции их волновых векторов на кристаллографическую ось C имеют разные знаки, а поперечные проекции совпадают. Тогда для коэффициента усиления по интенсивности получим в переходном режиме

$$\Gamma = - \frac{eg I_0 \Gamma_{13} n_0^2 t}{2\epsilon_{33} \sin \theta}. \quad (4)$$

Здесь n_0 — показатель преломления для обыкновенной волны, Γ_{13} — электрооптический коэффициент. Формула верна при легко реализуемом условии $k \cdot \sin \theta \cos^2 \theta \gg |\Gamma \sin \theta|$. В установившемся режиме поле решетки будет сравнимо с пьезополем, но расчет удастся провести лишь численно. Эффективность пьезополя оказывается сравнимой с эффективностью такого же по амплитуде переменного электрического поля в методе Степанова-Петрова [5].

Наконец, отметим, что поскольку для наблюдения заметных эффектов нужны звуковые поля достаточной интенсивности, методы теории возмущений применять при расчете голографических решеток вряд ли имеет смысл. Учет бунчировки здесь не экзотика, а реальная необходимость.

Список литературы

- [1] Beale J.A. // Phys. Rev. 1964. V. 135. N 6A. P. 1761–1766.
- [2] Tien P.K. // Phys. Rev. 1968. V. 171. N 3. P. 970–986.
- [3] Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. СПб. : Наука, 1992. 320 с.
- [4] Стурман Б.И., Фридкин В.М. Фотогальванический эффект в средах без центра симметрии и родственные явления. М.: Наука, 1992. 208 с.
- [5] Stepanov S.I., Petrov M.P. // Opt. Commun. 1985. V. 53. N 5. P. 292–295.
- [6] Tayebattic P., Kumar J., Scott S. // Appl. Phys. Lett. 1991. V. 59. N 26. P. 3366–3368.
- [7] Мандель А.Е., Шандаров С.М. // Письма в ЖТФ. 1978. Т. 4. Вып. 12. С. 737–740.
- [8] Photorefractive materials and their applications. Topics in Applied Physics. V. 61–62. Berlin: Springer-Verlag, 1988–1989.

Акустический институт
им. Н.Н.Андреева
Москва

Поступило в Редакцию
3 июня 1993 г.