

ВОЗБУЖДЕНИЕ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ
БЕГУЩЕЙ СВЕТОВОЙ РЕШЕТКОЙ
В ФОТОРЕФРАКТИВНОМ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИКЕ

В.Н. Деев, П.А. Пятаков

Засветка фоторефрактивного пьезоэлектрика коротким световым импульсом с пространственно периодическим распределением интенсивности сопровождается генерацией акустической волны [1, 2]. В настоящей работе проводятся первые результаты по возбуждению акустической волны в фоторефрактивном пьезоэлектрике бегущей световой решеткой интенсивности.

Эксперименты проводились с фоторефрактивным пьезоэлектрическим кристаллом германата висмута (BGO). Формирование бегущей решетки интенсивности осуществлялось с помощью интерференции двух смещенных по частоте когерентных световых пучков, возникающих при брэгговской дифракции светового пучка на бегущей акустической волне. В ходе экспериментов в BGO наблюдалась генерация приповерхностной объемной сдвиговой акустической волны на частотах от 30 до 120 МГц. Эксперименты продемонстрировали возможность осуществления оптического переноса акустического сигнала из одной области пространства в другую.

Рассмотрим процесс генерации акустической волны. Пусть фоторефрактивный пьезоэлектрик, находящийся в однородном электрическом поле $\vec{E}_0 = (E_0, 0, 0)$, освещается световым импульсом с интенсивностью

$$I(x, t) = I_0 [\theta(t + T/2) - \theta(t - T/2)] \{1 + m \cos[2\pi\nu(x - Vt)]\}, \quad (1)$$

где I_0 - интенсивность однородной составляющей засветки, $\theta(t)$ - единичная функция Хевисайда, T - длительность импульса, m - контраст решетки интенсивности, ν - пространственная частота решетки, V - скорость движения решетки.

В результате диффузионно-дрейфовой перестройки фотовозбужденных электронов в фоторефрактивном пьезоэлектрике возникает переменное во времени и пространстве электрическое поле, сопровождающее движущуюся решетку интенсивности. Это электрическое поле через пьезоэффект возбуждает акустическую волну.

Следуя работе [2], в случае достаточно малой величины интенсивности засветки приходим к следующему соотношению, описывающему деформации возбуждаемых акустических волн:

$$S_{\pm}(x, t) = \frac{q\mu d}{2\varepsilon} \frac{mgI_0 T (E_0^2 + E_D^2)^{1/2}}{[\nu^2 (V_A \pm V_d)^2 + (\tau_R^{-1} + \tau_D^{-1})^2]^{1/2}} \times \\ \times \left[\frac{\sin \pi \nu T (V_A \mp V)}{\pi \nu T (V_A \mp V)} \right] \cos [2\pi \nu (x \mp V_A t) + \psi_{\pm}]. \quad (2)$$

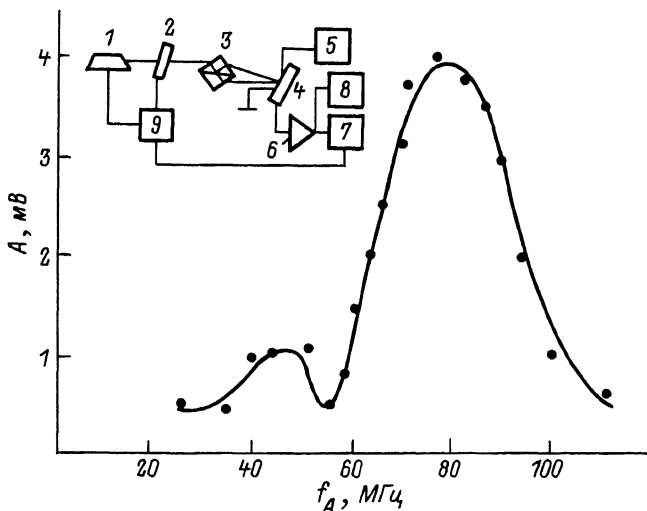


Рис. 1. Зависимость амплитуды акустического сигнала от частоты при изменении угла схождения световых пучков. Частота сигнала на входе АОМ $f=80$ МГц, поле смещения $E_0=7 \cdot 10^3$ В/см. Вставка – схема экспериментальной установки. 1 – импульсный твердотельный лазер на $YAG: Nd^{3+}$ с удвоителем частоты, 2 – акустооптический модулятор, 3 – призма, 4 – оптикоакустическая ячейка, 5 – источник электрического поля смещения, 6 – усилитель, 7 – осциллограф, 8 – анализатор спектра, 9 – генератор радиоимпульсов.

Здесь верхний знак соответствует волне, распространяющейся в положительном направлении оси x , а нижний – волне, распространяющейся в противоположном направлении; d – эффективная пьезоконстанта, $E_D=2\pi n D \mu^{-1}$ – диффузионное поле, D – коэффициент диффузии, μ – подвижность электронов, ϵ – диэлектрическая постоянная, q – заряд электрона, gI_0 – темп генерации фотоэлектронов, $V_d=\mu E_0$ – дрейфовая скорость электронов, $\tau_D=(2\pi n)^2 D$ – диффузионное поле, τ_R – время рекомбинации, V_A – скорость акустической волны, ψ_{\pm} – фазы.

Эффекты, связанные с движением решетки, проявляются наиболее отчетливо при выполнении условия $(V_A - V) < \frac{1}{\tau} < (V_A + V)$. В этом случае эффективно возбуждается волна, распространяющаяся в ту же сторону, в какую движется решетка, а волна, распространяющаяся в противоположном направлении, практически отсутствует.

Эксперименты проводились на оптико-акустической ячейке (ОАЯ), изготовленной из пластины BGO размером $60 \times 20 \times 2$ мм³. Длинное

ребро пластины совпадает с кристаллографическим направлением $[\bar{1}10]$, а ее большая грань ортогональна направлению $[110]$. На торцевых гранях пластины расположены пластинчатые пьезопреобразователи поперечных волн с поляризацией, совпадающей с направлением $[001]$. На рабочей поверхности большой грани расположена система встречноштыревых электродов, развернутых к торцу пластины на угол $\sim 20^\circ$. Расстояние между электродами 1 мм.

Схема экспериментальной установки изображена на вставке к рис. 1.

Движущаяся решетка интенсивности формировалась в результате интерференции двух световых пучков, смещенных по частоте, которые возникают при Брэгговской дифракции светового пучка импульсного лазера ($T=20$ нс, $\lambda=0.53$ мкм) на бегущей акустической волне в акустооптическом модуляторе (АОМ). Перестройка пространственной частоты ν и связанной с ней скорости движения V решетки интенсивности ($V=f/\nu$) осуществлялась поворотом и смещением призмы, а также изменением рабочей частоты АОМ f .

При засветке ОАЯ интерференционной картины в пластине ВГО возбуждалась объемная приповерхностная акустическая волна ($V_A = 1.8$ мм/мкс). Сигнал акустической волны наблюдался на экране осциллографа и представлял собой радиоимпульс. Длительность сигнала определялась временем пробега акустической волны через область засветки и была равна 0.5 мкс. Несущая частота изменялась в диапазоне от 30 до 120 МГц в зависимости от настройки оптической схемы и несущей частоты генератора радиоимпульсов. Частота акустического сигнала измерялась с помощью анализатора спектра. Максимальное отношение сигнал/шум достигало 46 дБ.

На рис. 1 представлена экспериментальная кривая, связывающая амплитуду и несущую частоту $f_A = \nu V_A$ акустической волны, распространяющейся в направлении движения интерференционной картины. Поведение кривой хорошо согласуется с предсказаниями теории. Небольшой подъем кривой в области 40–50 МГц объясняется подъемом амплитудно-частотной характеристики преобразователя ОАЯ в этой области.

На рис. 2 представлена зависимость амплитуды сигнала акустической волны от напряжения смещения. Качественное поведение кривой – квадратичная зависимость при малых напряжениях смещения (малых E_0) и линейная зависимость при больших напряжениях смещения (больших E_0) согласуются с предсказаниями теории. Небольшое отклонение экспериментальных точек от теоретической кривой связано, по-видимому, с неомичностью электрических контактов. На рис. 2 представлена также и зависимость амплитуды акустического сигнала от интенсивности лазерного импульса. Зависимость близка к линейной при малых интенсивностях и заметно отклоняется от линейной при достаточно больших интенсивностях. Это связано, очевидно, с влиянием процессов максвелловской релаксации, не учтенных в теории. Исследование акустического сигнала волны, распространяющейся в направлении, противоположном движению интерференционной картины, показало, что его амплитуда сильно

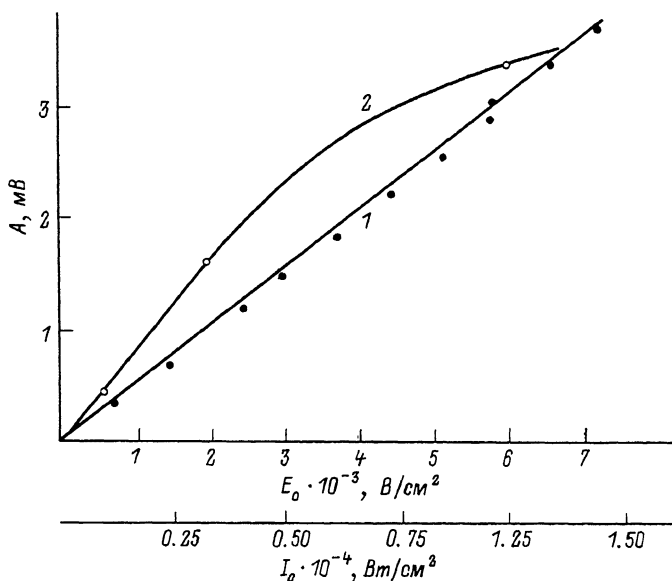


Рис. 2. Зависимость амплитуды акустического сигнала от электрического поля смещения – кривая 1 (сплошная линия – теоретическая кривая), от пиковой интенсивности лазерного импульса – кривая 2.

флуктуирует от импульса к импульсу и существенно (в 6–10 раз) меньше, чем амплитуда сигнала прямой волны.

Была сделана попытка зарегистрировать с помощью оптико-акустического отклика [1] остаточную решетку пространственного заряда от движущейся решетки интенсивности после окончания светового импульса. Остаточная решетка не была обнаружена. Сравнение оптической генерации акустических волн движущейся и неподвижной [1] решеткой интенсивности показывает, что при движении решетки появляется возможность при неизменной длительности и мощности импульса увеличить частоту акустической волны и использовать более длительные световые импульсы с меньшей пиковой мощностью без ухудшения процесса генерации.

Продемонстрированный нами механизм возбуждения акустической волны движущейся решеткой интенсивности энергетически значительно эффективней электрострикционного и теплового механизмов, наблюдавшихся в работе [3].

В заключение отметим, что бегущая интерференционная картина, использованная для возбуждения акустической волны, отображает структуру акустического сигнала в акустооптическом модуляторе. Поэтому проведенные эксперименты можно рассматривать как демонстрацию эффекта прямого оптического переноса акустического сигнала из одного места пространства в другое.

- [1] Деев В.Н., Пятаков П.А. - Письма в ЖТФ, 1985, т. 11, № 2, с. 76-80.
- [2] Деев В.Н., Пятаков П.А. - ЖТФ, 1986, т. 56, № 10 с. 1909-1915.
- [3] C a d d e s D.E., Q u a t e C.F., W i l k i n - s o n C.D.W. - Appl. Phys. Lett., 1966, v. 8, N 12, p. 309-311.

Поступило в Редакцию
22 декабря 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 8

26 апреля 1988 г.

СВЕРХЗВУКОВОЕ ОБТЕКАНИЕ ТЕЛ ПРИ НАЛИЧИИ ВНЕШНИХ ИСТОЧНИКОВ ТЕПЛО ВЫДЕЛЕНИЯ

П.Ю. Г е о р г и е в с к и й, В.А. Л е в и н

Представляют большой интерес задачи о течениях газа с организованным тем или иным способом подводом энергии. При соответствующем расположении областей теплоподвода вблизи внешней поверхности летательного аппарата можно существенно снизить волновое сопротивление, создать тягу, получить управляющие усилия [1]. Аэродинамические явления при обтекании лазерного луча изучены в [2-4]. Задачи, связанные с подводом тепла к сплошной среде, возникают и в астрофизике [5].

В настоящем сообщении приведены некоторые результаты исследования сверхзвукового обтекания областей тепловыделения и их влияния на волновое сопротивление осесимметричных затупленных тел вращения, расположенных вниз по потоку.

В качестве примера рассмотрим обтекание сферы радиуса R_0 при наличии теплового источника, расположенного вверх по потоку на расстоянии l_0 . Интенсивность энергоподвода $Q_{\text{мас}}$ описывается законом

$$Q_{\text{мас}} = Q_0 \left(\frac{\rho_\infty}{\rho_0} \right)^{3/2} \frac{1}{R_0} \exp \left(- \frac{r^2 + (z - l_0)^2}{L^2} \right). \quad (1)$$

Здесь L - эффективный размер теплового пятна, r, z - цилиндрические координаты (ось Oz - направлена вдоль набегающего потока). Система уравнений газовой динамики с учетом подвода тепла, записанная в консервативной форме [6], имеет вид: