АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 1996, том 42, № 6, с. 840–845

УДК 534.2–8

НЕЛИНЕЙНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ В ФОТОПРОВОДЯЩЕМ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИКЕ ИМПУЛЬСОМ СВЕТА С ПЕРИОДИЧЕСКИМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ИНТЕНСИВНОСТИ

© 1996 г. П. А. Пятаков

Акустический институт им. Н.Н. Андреева
117036 Москва, ул. Шверника, 4

Поступила в редакцию 13.03.95 г.

Теоретически рассмотрена генерация акустической волны на основной и удвоенной частотах при воздействии на высокоомный фотопроводящий пьезоэлектрик коротким лазерным импульсом с периодическим распределением световой интенсивности. При определении электрического источника волны второй гармоники принят во внимание концентрационный механизм нелинейности переноса заряда. Показано, что уже при умеренных интенсивностях света амплитуда второй гармоники может оказаться сравнимой с амплитудой первой.

При импульсном воздействии на фотопроводящий пьезоэлектрик света с пространственно-периодическим распределением интенсивности возможно эффективное возбуждение акустической волны, длина которой равна периоду распределения интенсивностей света. В высокоомном фотопроводнике картина световой интенсивности запоминается в виде распределения связанного пространственного заряда и может быть вновь воспроизведена в виде акустического отклика при импульсной стирающей засветке [1–4]. В основе механизма генерации акустической волны лежит действие через пьезоэффект быстро нарастающего (при записи) или убывающего (при стирании) электрического поля пространственного заряда. Это по ле является главной причиной из-вестного в оптике фоторефрактивного эффекта [5]. Оно возникает в процессе дрейфа во внешнем электрическом поле и диффузионного переноса фотовозбужденных носителей заряда с последующим их захватом на ловушки. В настоящей работе будет рассмотрена генерация не только первой, но и второй акустических гармоник – нелинейный эффект, обусловленный сильным механизмом концентрационной нелинейности процесса переноса заряда. Его рассмотрение интересно прежде всего в связи с проблемой нелинейных искажений, возникающих при возбуждении первой акустической гармоники. Эффект весьма велик и, как будет показано ниже, при определенных условиях амплитуда второй акустической гармоники по порядку величины может быть сравнима с амплитудой первой. Аналитическое решение получено в предположении малости параметра глубины модуляции интерференционной картины в двух предельных случаях: малых и больших интенсивностей светового импульса.

Заметим, что сходный эффект удвоения частоты акустической волны, возбуждаемой коротким электрическим импульсом, наблюдался в работе [6].

Полагаем, что на высокоомный фотопроводник, помещенный в постоянное электрическое поле, воздействует кратковременный (длительностью T) световой импульс с пространственным распределением интенсивности света в виде простейшей интерференционной картины:

$$I(t, x) = I_0(t)(1 + m\cos kx), \qquad (1)$$

где $I_0(t) = I_0\Pi(t)$, $\Pi(t)$ – прямоугольный импульс с единичной амплитудой и длительностью T, k – пространственная частота, m – параметр глубины модуляции интерференционной картины. Апертура светового пучка предполагается неограниченной в пространстве, а изменением интенсивности света, обусловленным его поглощением, будем пренебрегать. В таких предположениях задача сводится к одномерной.

Под действием квантов света происходит генерация свободных носителей, в общем случае – электронов и дырок. Она обусловлена переходами носителей заряда из валентной зоны или с примесных уровней в зону проводимости. Вследствие процессов диффузии и дрейфа во внешнем электрическом поле возникает пространственное перераспределение свободных носителей, а затем и их захват на глубокие уровни. Этот процесс формирования решетки связанного заряда сопровождается при кратковременной интенсивной засветке быстрым нарастанием неоднородного в пространстве электрического поля. Переменное во

времени и периодическое в пространстве электрическое поле, действующее через пьезоэффект, является источником акустической волны первой гармоники. В результате действия концентрационной нелинейности периодическое распределение концентрации свободных носителей "смешивается" с пространственной гармоникой электрического поля, обусловливая появление компоненты электрического поля второй пространственной гармоники. Эта компонента электрического поля, также быстро изменяющаяся во времени, приводит к генерации второй гармоники акустической волны.

Во избежании излишней громоздкости выражений и в силу того, что во многих практически интересных случаях основной перенос заряда осуществляется носителями одного знака, при расчетах будем учитывать лишь электронную компоненту тока. Предполагаем далее, что темновая проводимость отсутствует; процессы генерации и рекомбинации электронов линейны, т.е. скорость генерации свободных носителей g пропорциональна интенсивности света $g(t) = \gamma I_0 \Pi(t) = g_0 \Pi(t)$, а рекомбинация характеризуется постоянной времени τ_R ($\gamma = \alpha\beta/h\nu$, где α – коэффициент поглощения света, β – квантовый выход фотоионизации, $h\nu$ – энергия кванта света). Основой для расчета фотоиндуцированного электрического поля в предположении малой пьезосвязи будут служить уравнение Пуассона, уравнение непрерывности для концентрации заряда, уравнение баланса фотоэлектронов, уравнение для тока с учетом дрейфа зарядов в электрическом поле и диффузии (см., например, [3]). Эта система уравнений нелинейна. Уравнение для тока содержит дрейфовую компоненту, пропорциональную произведению концентрации свободных носителей и напряженности электрического поля. Решение системы уравнений будем искать методом последовательных приближений, считая малым параметром – m – глубину модуляции интерференционной картины. Предполагая, что при освещении через образец течет сквозной ток, решение для неизвестных напряженности электрического поля $E(t, x)$ и концентрации электронов проводимости $n(t, x)$ ищем в виде:

$$E(t,x) = \frac{1}{2}E_0 + \frac{1}{2}E_1(t)e^{ikx} + \frac{1}{2}E_2(t)e^{2ikx} + \text{к. с.},$$
$$n(t,x) = \frac{1}{2}n_0(t) + \frac{1}{2}n_1(t)e^{ikx} + \frac{1}{2}n_2(t)e^{2ikx} + \text{к. с.}, \tag{2}$$

где E_0, n_0 – однородные по пространству компоненты полей, E_1, n_1 – компоненты первой пространственной гармоники (члены $\sim m$), E_2, n_2 – компоненты второй пространственной гармоники (члены $\sim m^2$), к. с. обозначает сумму членов, комплексно сопряженных написанным.

В нулевом приближении имеем уравнение для однородной составляющей концентрации электронов проводимости:

$$dn_0/dt + n_0/\tau_R = g(t). \tag{3}$$

Его решение:

$$n_0(t) = \begin{cases} \tau_R g_0[1 - \exp(-t/\tau_R)], & \text{если } 0 \le t \le T \\ n_0(T)\exp(-t/\tau_R), & \text{если } t \ge T. \end{cases} \tag{4}$$

В первом приближении по m получаем уравнение для $E_1(t)$:

$$\frac{d^2}{dt^2}E_1 + \frac{d}{dt}\left[\left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_m(t)}\right)E_1\right] + \frac{1}{\tau_R\tau_m(t)}E_1 = -\frac{mE}{\tau_R\tau_M}\Pi(t), \tag{5}$$

где $\tau_1^{-1} = \tau_D^{-1} + \tau_R^{-1} - i\tau_E$, $\tau_D^{-1} = k^2D$, $\tau_E^{-1} = k\mu E_0$, $\tau_m^{-1}(t) = q\mu n_0(t)\varepsilon^{-1}$, $\tau_M^{-1} = q\mu\tau_R g_0\varepsilon^{-1}$, $g_0 = \gamma I_0$, $E = E_0 + iE_D$, $E_D = kD\mu^{-1}$, ε – диэлектрическая проницаемость среды, q, μ, D – заряд, подвижность и коэффициент диффузии электрона проводимости соответственно.

Второе приближение по m дает подобное уравнение для комплексной амплитуды поля $E_2(t)$ второй пространственной гармоники:

$$\frac{d^2}{dt^2}E_2 + \frac{d}{dt}\left[\left(\frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_m(t)}\right)E_2\right] + \frac{1}{\tau_R\tau_m(t)}E_2 = \frac{E_1}{2E}\left\{\frac{d^2E_1}{dt^2} + \frac{d}{dt}\left[\left(\frac{1}{\tau_R} + \frac{2}{\tau_m(t)}\right)E_1\right]\right\} + \frac{1}{2E}\left(\frac{dE_1}{dt}\right)^2, \tag{6}$$

где $\tau_2^{-1} = 4\tau_D^{-1} + \tau_R^{-1} - 2i\tau_E^{-1}$.

Из уравнений (3), (4) следует, что однородная компонента концентрации электронов проводимости является функцией времени и, следовательно, параметр $\tau_M^{-1}(t)$ также зависит от времени. Решить уравнения (5), (6) с переменными коэффициентами в общем случае затруднительно. Мы ограничимся поиском решений в двух предельных случаях: малых и больших интенсивностей светового импульса. В случае малых интенсивностей величина $\tau_m(t)^{-1} \ll |\tau_{1,2}|$ и членами в уравнениях (5), (6), содержащих эту функцию, можно пренебречь. Для комплексных амплитуд электрических полей имеем уравнения с постоянными коэффициентами:

$$\frac{d^2}{dt^2}E_1 + \frac{1}{\tau_1}\frac{d}{dt}E_1 = -m\frac{E}{\tau_R\tau_M}\Pi(t), \tag{7}$$

$$\frac{d^2}{dt^2}E_2 + \frac{1}{\tau_2}\frac{d}{dt}E_2 = \tag{8}$$
$$= \frac{1}{2E}\left[E_1\left(\frac{d^2}{dt^2}E_1 + \frac{1}{\tau_R}\frac{d}{dt}E_1\right) + \left(\frac{d}{dt}E_1\right)^2\right].$$

Решением уравнения (7), удовлетворяющим начальным условиям $E_1(0) = d/dt(E_1(t)) = 0$ и условиям непрерывности самой функции $E_1(t)$ и ее производной в момент времени $t = T$, является функция:

$$E_1(t) = mE\frac{\tau_1^2}{\tau_R\tau_M}\times \tag{9}$$
$$\times\begin{cases}\{[1-\exp(-t/\tau_1)] - t/\tau_1\}, & \text{если } 0 \le t \le T\\ \{\exp(-t/\tau_1)[\exp(T/\tau_1)-1] - T/\tau_1\}, & \text{если } t \ge T.\end{cases}$$

Решение (9) при малых t возрастает во времени по закону t^2, при $t > T$ амплитуда асимптотически стремится к пределу, определяющему поле памяти $E_1(\infty) = mE\tau_1T/(\tau_R\tau_M)$. Характерное время установления этого поля $\tau = \tau_R\tau_D/(\tau_R + \tau_D)$. Обратим внимание на осцилляции комплексной амплитуды электрического поля $E_1(t)$ с частотой τ_E^{-1}. Это явление можно интерпретировать как фотовозбуждение волны пространственного заряда, время жизни которой после прекращения засветки равно τ. Именно с ней связано описанное ниже резонансное возрастание амплитуд акустических гармоник.

В дальнейшем нам потребуется также знание преобразование Лапласа от функции $E_1(t)$:

$$E_1(p) = mE\frac{\tau_1}{\tau_R\tau_M}\frac{[\exp(-pT)-1]}{p^2(1+\tau_1 p)}. \tag{10}$$

Подставим решение первого приближения $E_1(t)$ (9) в уравнение (8). Для его решения воспользуемся методом Лапласа и сведем дифференциальное уравнение (8) к алгебраическому относительно изображения по Лапласу $E_2(p)$. Разрешив его, найдем:

$$E_2(p) = \frac{m^2}{2}E\frac{\tau_2(\tau_R p+1)}{\tau_R p(\tau_2 p+1)}\left(\frac{\tau_1^2}{\tau_R\tau_M}\right)f(p), \tag{11}$$

где

$$f(p) = \frac{2+3\tau_1 p}{(\tau_1 p)^2(1+\tau_1 p)^2(2+\tau_1 p)} -$$
$$-\left[\frac{2-\tau_1 p}{(\tau_1 p)^2(2+\tau_1 p)} + \frac{T}{\tau_1^2 p(1+\tau_1 p)}\right]\exp(-pt) - \tag{12}$$
$$-\frac{\tau_1 p}{(1+\tau_1 p)^2(2+\tau_1 p)}\exp[-(1/\tau_1 + p)T].$$

Зная преобразования Лапласа от фотоиндуцированных полей первой и второй гармоник электрического поля, перейдем к решению чисто акустической проблемы – задаче возбуждения акустических волн первой и второй гармоник в пьезоэлектрике по заданным электрическим полям. Решение уравнений теории упругости с учетом пьезоэффекта для функции смещения $U(t, x)$ ищем в виде:

$$U(t,x) = \frac{1}{2}U_1(t)e^{ikx} + \frac{1}{2}U_2(t)e^{i2kx} + \text{к. с.} \tag{13}$$

Тогда для комплексной амплитуды смещения $U_1(t)$ в акустической волне первой пространственной гармоники имеем уравнение:

$$\frac{d^2}{dt^2}U_1 + \omega^2 U_1 = \frac{\omega^2}{ik}\frac{e}{c}E_1(t). \tag{14}$$

Здесь введены обозначения: $\omega = kv$, v – фазовая скорость акустической волны, $e = e_{ijk}n_i u_j n_k$, $c = c_{ijkl}n_i u_j n_k u_l$ – эффективные пьезоэлектрический и упругий коэффициенты среды, соответственно. (По повторяющимся индексам предполагается суммирование.) Коэффициенты e и c зависят как от материала (e_{ijk}, c_{ijkl} – компоненты тензора пьезоэлектрических и упругих коэффициентов кристалла), так и от направления распространения акустической волны (n_i – компоненты единичного вектора волновой нормали) и ее поляризации (u_i – компоненты единичного вектора смещения в волне). С уравнением (14) совпадает уравнение для комплексной амплитуды акустической волны второй гармоники. Следует только заменить индекс 1 на 2 и ω на 2ω.

Решение уравнения (14) ищем методом Лапласа, представив его в виде интеграла Меллина:

$$U_1(t) = \frac{1}{2\pi i}\int_{a-i\infty}^{a+i\infty} U_1(p)e^{pt}dp, \tag{15}$$

где $a > 0$, $U_1(p)$ – изображение по Лапласу, которое находится из уравнения (14) после подстановки в него (15) и аналогичного интеграла, представляющего функцию $E_1(t)$:

$$U_1(p) = \frac{\omega^2}{ik}\frac{e}{c}\frac{E_1(p)}{p^2+\omega^2}. \tag{16}$$

Амплитуду смещения в волне первой акустической гармоники найдем, оценивая интеграл (15) для достаточно больших значений t, чтобы можно было пренебречь начальным переходным процессом. В установившемся режиме основной вклад в амплитуду $U_1(t)$ дает полюс функции $U_1(p)$ в точке $p = -i\omega$. Вычисляя вычет в этой точке, получим выражение для волны, бегущей в $+x$ направлении. Проделав те же операции над функцией,

комплексно сопряженной с $U_1(t)$, прийдем к аналогичному выражению для волны, бегущей в направлении $-x$. Для комплексной амплитуды волны деформаций $S_1(t) = ikU_1(t)$, распространяющейся в положительном направлении, имеем

$$S_1(t) = \frac{me}{2c}E\left(\frac{\tau_1^2}{\tau_R\tau_M}\right)\frac{1}{i\omega\tau_1(1-i\omega\tau_1)}\times \qquad (17)$$
$$\times[1-\exp(-i\omega T)]\exp(-i\omega t).$$

Поступая аналогичным образом, придем к следующему выражению для амплитуды деформации $S_2(t)$ в акустической волне второй гармоники:

$$S_2(t) = \frac{m^2}{4}\frac{e}{c}E\left(\frac{\tau_1^2}{\tau_R\tau_M}\right)^2\frac{\tau_2(1-2i\omega\tau_R)}{\tau_R(1-2i\omega\tau_2)}\times \qquad (18)$$
$$\times f(-2i\omega)\exp(-2i\omega t),$$

где $f(-2i\omega)$ задается формулой (12).

Проанализируем полученные решения. Амплитуда волны деформаций первой гармоники прямо пропорциональна интенсивности светового импульса ($\tau_M^{-1} \sim I_0$), зависимость амплитуды второй гармоники квадратична по I_0. Зависимости амплитуд гармоник от электрического поля являются резонансными, что связано с фотовозбуждением бегущей волны пространственного заряда. Когда дрейфовая скорость электрона, а вместе с этим и фазовая скорость волны пространственного заряда совпадает с фазовой скоростью акустической волны ($\mu E_0 = v$), величина резонансного множителя максимальна (дрейфовый резонанс). Вектор внешнего электрического поля в этом случае противоположен направлению распространения акустической волны. Чем больше время жизни волны пространственного заряда $\tau = \tau_R\tau_D/(\tau_R + \tau_D)$, тем более отчетливо выражен резонанс. Полуширина резонансной кривой $S_1(E)$ по уровню $\sqrt{2}/2$ равна $(\omega\tau)^{-1}$, для второй гармоники она примерно вдвое у́же.

На рис. 1, 2 представлены зависимости $S_1(E)$, $S_2(E)$ для кристалла CdS при постоянной интенсивности $I_0 = 4$ Вт/см^2, но различных значениях τ_R (время рекомбинации фотовозбужденных электронов в этом кристалле введением примесей можно изменять в широком диапазоне значений, от 10^{-10} до 10^{-2} с [7]). При расчете предполагалось, что поперечная пьезоактивная волна возбуждается в направлении, перпендикулярном кристаллографической оси C_6, и вектором поляризации $u \| C_6$. При этом использовались следующие значения параметров: $m = 0.2$, $\omega = 10^8$ с$^{-1}$, $h\nu/q = 2.5$ В, $T = 10^{-8}$ с, $e = 0.2$ К/м^2, $c = 1.6 \times 10^{10}$ Н/м^2, $v = 1.8 \times 10^3$ м/с [8], $\mu = 0.035$ м^2/Вс [9], $\tau_D = 3 \times 10^{-7}$ с. Кривые показывают, что с увеличением времени рекомбинации фотоэлектронов резонанс усиливается как для первой, так и для второй гармоники.

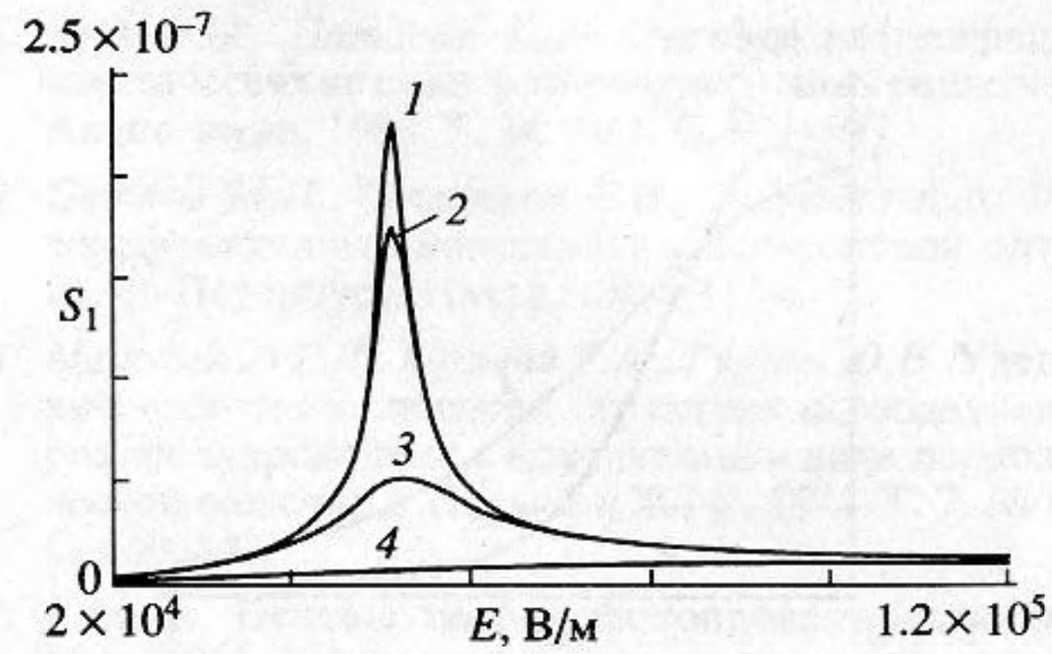

Рис. 1. Зависимости амплитуды деформации в акустической волне первой гармоники от величины электрического поля вблизи дрейфового резонанса в кристалле CdS для четырех значений времени рекомбинации $\tau_R = 10^{-5}$ с, 10^{-6} с, 10^{-7} с, 10^{-8} с (соответственно кривые – *1*, *2*, *3*, *4*), $\tau_M = 10^{-15}/\tau_R$ с.

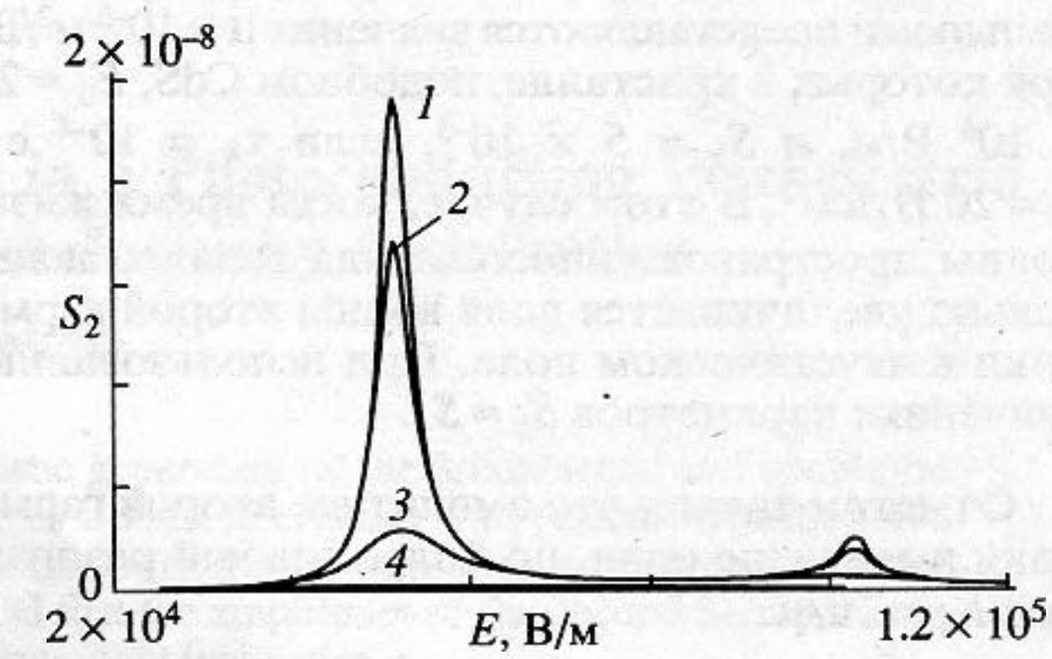

Рис. 2. Те же, что и на рис. 1, зависимости для акустической волны второй гармоники.

Отношение максимальных амплитуд второй гармоники к первой при $\tau_R = 10^{-5}$ с – порядка $m/2 = 0.1$.

Принципиален вопрос о предельных возможностях этого режима возбуждения. В условиях дрейфового резонанса ($E_0 = v/\mu$) в кристаллах с меньшим значением подвижности электронов, чем у CdS, можно достигнуть бо́льших амплитуд акустических гармоник. Это связано с двумя обстоятельствами. Во-первых, меньшие подвижности свободных носителей требуют большего электрического поля для дрейфового резонанса, а последнему пропорциональна амплитуда волны пространственного заряда, возбуждающая при резонансе акустическую волну. Во-вторых, уменьшение подвижности электронов проводимости увеличивает диффузионное время, а, следовательно, при достаточно больших τ_R и время жизни этой волны. Таким образом, при меньших подвижностях электронов обеспечивается как большая амплитуда, так и большее время воздействия резонансного источника на возбуждаемую

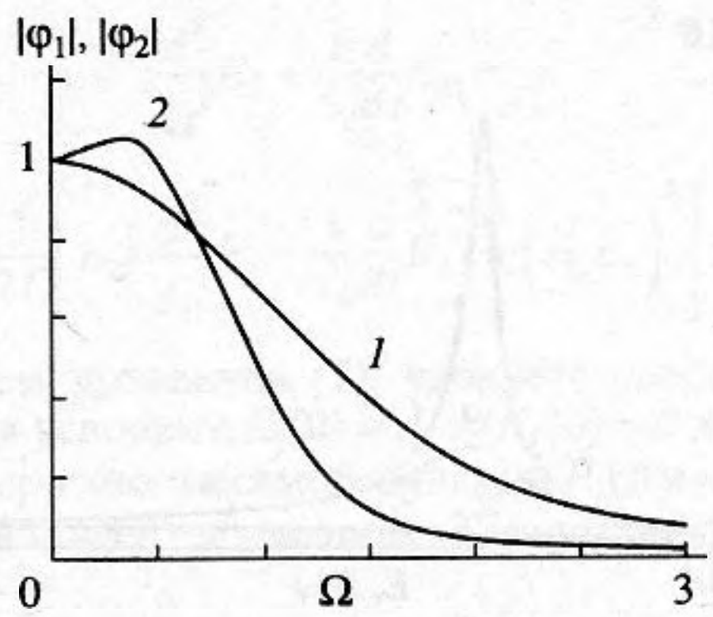

Рис. 3. Графики функций $|\varphi_1(\Omega)|$ (кривая *1*), $|\varphi_2(\Omega)|$ (кривая *2*).

волну. Снизу подвижность ограничивается величинами, при которых резонансное электрическое поле становится близким к пробойному. Оптимальными представляются значения $\mu \approx 10^{-3}$ м²/Вс, при которых в кристалле, подобном CdS, $E_0 \approx 2 \times \times 10^6$ В/м, и $S_1 \approx 5 \times 10^{-5}$, если $\tau_R = 10^{-4}$ с и $I_0 = 20$ Вт/см². В этом случае, когда время жизни волны пространственного заряда велико, значительно увеличивается доля волны второй гармоники в акустическом поле. При использованных значениях параметров $S_2 \approx S_1$.

Отметим также, что амплитуда второй гармоники имеет еще один, но более слабый резонанс при $E_0 = 2v/\mu$.

Рассмотрим теперь другой предельный случай – больших интенсивностей света. Дополнительно предположим, что $\tau_R \gg T$, тогда $\tau_m(t)^{-1} \approx t/(\tau_R\tau_M)$. При условии $T|\tau_{1,2}|/(\tau_R\tau_M) \gg 1$ уравнение (7) можно свести к уравнению первого порядка:

$$\frac{d}{dt}E_1 + \frac{t}{\tau_R\tau_M}E_1 = -m\frac{Et}{\tau_R\tau_M}, \quad 0 \le t \le T. \tag{19}$$

Решением уравнения (19) с нулевым начальным условием является функция:

$$E_1(t) = -mE\left[1 - \exp\left(-\frac{t^2}{2\tau_R\tau_M}\right)\right]. \tag{20}$$

Решение (20) определено в области $0 \le t \le T$, но при условии $T > \sqrt{2\tau_R\tau_M}$ для значений $t > T$ оно практически не отличается от поля памяти [3] и поэтому будем его рассматривать на всей оси времени. С учетом решения (20) уравнение (8) примет вид:

$$\frac{d}{dt}E_2 + \frac{t}{\tau_R\tau_M}E_2 = \frac{m^2E}{2\tau_R\tau_M}t\left[1 - \exp\left(-\frac{t^2}{2\tau_R\tau_M}\right)\right] \tag{21}$$

и будет иметь следующее решение, удовлетворяющее нулевому начальному условию:

$$E_2(t) = \frac{m^2E}{2} \times$$
$$\times\left\{\left[1 - \exp\left(-\frac{t^2}{2\tau_R\tau_M}\right) - \frac{t^2}{\tau_R\tau_M}\exp\left(-\frac{t^2}{2\tau_R\tau_M}\right)\right]\right\}, \tag{22}$$

которое также рассматриваем на всей временно́й оси. Вычислив преобразования Лапласа от решений (20), (22), приходим к выражениям для комплексных амплитуд деформаций первой и второй акустических гармоник, бегущих в $+x$ направлении:

$$S_1(t) = -e/(2c)mE\varphi_1(\Omega)\exp(-i\omega t), \tag{23}$$

$$S_2(t) = e/(4c)m^2E\varphi_2(\Omega)\exp(-i2\omega t), \tag{24}$$

где $\Omega = \omega\sqrt{\tau_R\tau_M/2}$ – безразмерная частота, $\varphi_1(\Omega) = 1 + i\sqrt{\pi}\,\Omega\exp(-\Omega^2) + \Omega F(\Omega)$, $\varphi_2(\Omega) = 1 - 8\Omega^2 + + 4\sqrt{\pi}\,i\Omega(1 - 4\Omega^2)\exp(-4\Omega^2) + 8\Omega(1 - 4\Omega^2)F(2\Omega)$, $F(\Omega) = \exp(-\Omega^2)\int_0^\Omega \exp(x^2)dx$ – интеграл Досона [10].

Графики функций $|\varphi_1(\Omega)|$, $|\varphi_2(\Omega)|$ представлены на рис. 3. Они показывают, что при достаточно больших значениях интенсивности ($I_0 \ge \ge \omega^2\varepsilon(2q\mu\gamma)^{-1}$), которые соответствуют величинам $\Omega \le 1$, функции $|\varphi_1(\Omega)|$, $|\varphi_2(\Omega)| \approx 1$. В этом случае амплитуды акустических волн достигают максимально возможных значений, а отношение амплитуд второй и первой гармоник $\sim m/2$. По мере уменьшения интенсивности амплитуда первой гармоники начинает преобладать над второй все в большей степени.

Оценим предельные амплитуды и интенсивность, при которой они достигаются, для кристалла CdS. Используя вышеприведенные параметры и предполагая, что $E_0 = 2 \times 10^6$ В/м, получим $S_1 \approx \approx 5 \times 10^{-6}$, $S_2 \times 5 \approx 10^{-7}$ при $I_0 > 20$ Вт/см². Мы видим, что эти амплитуды более, чем на порядок превышают аналогичные величины, реализующиеся в кристалле CdS в условиях дрейфового резонанса, однако, уступают тем амплитудам гармоник, которые получаются в условиях дрейфового резонанса в кристалле с меньшей подвижностью электронов.

Таким образом, рассмотрена генерация двух первых акустических гармоник при воздействии на фотопроводящий пьезоэлектрик, находящийся в однородном электрическом поле, коротким световым импульсом с периодическим распределением интенсивности. Анализ показал, что механизм концентрационной нелинейности может приводить к генерации второй гармоники с амп-

литудой, сравнимой с первой даже при весьма умеренных амплитудах света.

Автор благодарен Международному научному фонду (грант JB 2100) и Российскому фонду фундаментальных исследований (грант 95-02-06147) за поддержку работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Карагеоргий-Алкалаев П.М.* Фотоэлектроакустический эффект и резонансные явления в пьезоэлектрических полупроводниках // ФТП. 1968. Т. 2. № 2. С. 216–219.
2. *Деев В.Н., Пятаков П.А.* Фотоакустический эффект с памятью // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. № 2. С. 76–80.
3. *Деев В.Н., Пятаков П.А.* Фотоакустический эффект в фотопроводящих пьезоэлектриках // ЖТФ. 1986. Т. 56. № 10. С. 1909–1915.
4. *Деев В.Н., Пятаков П.А.* Оптическая генерация акустических волн на фоторефрактивной решетке // Акуст. журн. 1988. Т. 34. № 4. С. 621–627.
5. *Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В.* Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. С.-Петербург: Наука, 1992. 317 с.
6. *Мансфельд Г.Д., Орлова Г.А., Гуляев Ю.В.* Удвоение частоты в слоистой структуре пьезодиэлектрик–полупроводник с контактами в виде периодической решетки // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 7. № 14. С. 840–842.
7. *Роуз А.* Основы теории фотопроводимости. М.: Мир, 1966. 123 с.
8. Акустические кристаллы / Под ред. Шаскольской М.П. М.: Наука, 1982. 632 с.
9. Физика и химия соединений $A^{II}B^{VI}$ / Под ред. Авен М., Пренер Дж. М.: Мир, 1970. 624 с.
10. Справочник по специальным функциям / Под ред. Абрамовиц М., Стиган И. М.: Наука, 1979. 839 с.

Nonlinear Excitation of Acoustic Waves in a Photoconducting Piezoelectric by a Light Pulse with Periodic Intensity Distribution

P. A. Pyatakov

This paper presents a theoretical treatment of the optoacoustic generation (at the fundamental and double frequency) in a high-resistance photoconducting piezoelectric by a short laser pulse with periodic distribution of light intensity. In defining the electric source of the second harmonic, the concentration mechanism of nonlinear charge transport is taken into account. It is demonstrated that the amplitudes of the second harmonic may be comparable to the fundamental amplitude even at moderate light intensities.