АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXX 1984 Вып. 4

УДК 534.232

НЕЛИНЕЙНОЕ ЭЛЕКТРОАКУСТИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НА ФОТОИНДУЦИРОВАННОЙ РЕШЕТКЕ

Деев В. Н., Пятаков П. А.

В пьезоэлектрическом полупроводниковом кристалле в присутствии фотоиндуцированной решетки пространственного заряда возможна эффективная генерация звуковой волны при взаимодействии двух электрических гармоник либо генерация пространственно-однородного электрического поля при взаимодействии звуковой волны с гармоникой электрического поля.

В работе показано, что в пьезоэлектрическом полупроводнике гармоники электрического поля частот ω_1 и ω_2 на суммарной или разностной частотах могут достаточно эффективно генерировать звуковую волну с волновым числом $k_3'=(\omega_1\pm\omega_2)/v$ (v — фазовая скорость звуковой волны), если длина звуковой волны близка к пространственному периоду фотоиндуцированной решетки. Обратно, звуковая волна частоты ω_3, набегающая на такую решетку в присутствии электрического поля частоты ω_1, генерирует однородное электрическое поле частоты $\omega_2=\omega_3\pm\omega_1$. Кроме того, обсуждена возможность использования указанных взаимодействий для преобразования когерентных световых полей в электрический сигнал с одновременным осуществлением линейных интегральных преобразований. Линейные электроакустические процессы такого рода с участием одной гармоники электрического поля были рассмотрены в работе [1], нелинейное взаимодействие акустических волн на фотоиндуцированной решетке изучалось в работе [2]. Возможность использования линейных взаимодействий для преобразования когерентных световых полей в электрический сигнал обсуждалась в работе [3].

Предположим, что полупроводник, обладающий пьезосвойствами (кристалл типа CdS), помещен в стационарное интерференционное поле от двух пересекающихся когерентных световых пучков. Будем считать, что число фотовозбужденных электронно-дырочных пар пропорционально интенсивности света и дырки захватываются на ловушках сразу же после генерации. В результате процессов рекомбинации и диффузионно-дрейфовой перестройки электронов возникает периодический пространственный заряд свободных и связанных носителей и соответствующее ему электрическое поле. Рассмотрим стационарный случай установившегося распределения заряда. Пространственное распределение электронов проводимости имеет следующий вид:

$$n=N+n_0\exp(ik_0r)+\text{к. с.}, \tag{1}$$

где N равно сумме равновесной концентрации электронов и добавки, обусловленной постоянной составляющей пространственного распределения интенсивности, k_0 — вектор фотоиндуцированной решетки. Неоднородная составляющая в (1) повторяет распределение интенсивности интерференционного поля. Потенциал электрического поля результирующего пространственного заряда легко найти из уравнения непрерывности. В дальнейшем будем считать время жизни фотоэлектронов большим ($\geqslant 10^{-3}$ с) и $n_0\ll N$.

Рассмотрим сначала возбуждение акустической волны комбинационной частоты $\omega_3=\omega_1+\omega_2$ на фотоиндуцированной решетке вида (1) в электрическом поле, имеющем в проекции на ось x, ориентированную вдоль k_0, величину $-E_0+E_1\exp(-i\omega_1t)+E_2\exp(-i\omega_2t)$. Примем, что областью

взаимодействия является полупространство $x \geqslant 0$. Решая стандартную систему уравнений теории упругости с учетом пьезоэффекта, уравнение непрерывности для тока и уравнение Пуассона [4], для малой амплитуды возбуждаемой волны деформаций суммарной частоты при выполнении условия синхронизма $k_0 = \omega_3/v$ имеем

$$U(x,t) = \frac{1}{2}\frac{e\mu}{Cv}\frac{\omega_3}{\omega_c}E_1E_2\frac{k_3'}{k_3''}[1-\exp(-k_3''x)]\times$$

$$\times\frac{1}{1+c_3}\left(\frac{1}{1+c_1}+\frac{1}{1+c_2}\right)\exp[i(k_3'x-\omega_3 t)], \qquad (2)$$

где $x \geqslant 0$, $c_{1,2,3} = (\omega_3^2/\omega_c\omega_D) - i(\omega_3/\omega_c)[(\omega_{1,2,3}/\omega_3) - (\mu E_0/v)]$, e — эффективная пьезоконстанта акустической волны, μ — подвижность носителей, C — упругая постоянная, ω_c, ω_D — частоты релаксации проводимости и диффузии, k_3' и k_3'' — действительная и мнимая части волнового числа, зависящие от частоты и параметров материала [4]. Важно отметить, что амплитуда возбуждаемой волны, как и в случае линейного возбуждения [1], пропорциональна первой степени пьезоконстанты. Нелинейное возбуждение, рассматриваемое здесь, отличается по эффективности от линейного на множитель порядка $\mu E_0/v$, который при реальных полях может быть близок к единице (для CdS $E_0 = 500$ в/см). Таким образом, рассмотренный эффект позволяет с помощью электрического поля достаточно эффективно управлять процессом преобразования электрической энергии в звуковую.

Выражение для амплитуды звуковой волны разностной частоты $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$ получим из (2) формальной заменой E_2 и c_2 на их комплексно-сопряженные величины.

Дадим количественную оценку амплитуды возбуждаемой волны в кристалле CdS. Пусть $\omega_3 = \omega_c = \omega_D = 10^9$ с$^{-1}$, $n_0 = 0{,}2N$, $E_1 = E_2 = 10^2$ В/см, $k_0x = 10^3$, $\mu E_0/v = 1$, тогда амплитуда возбуждаемой волны деформаций $U = 10^{-6}$.

Кроме возбуждения возможен и обратный эффект. Акустическая волна $U\exp[i(k_3x - \omega_3 t)]$ и электрическое поле $-E_0 + E_1\exp(-i\omega_1 t)$ в области с периодической неоднородностью носителей (1) при условии, что вектор решетки $k_0 = k_3'$, индуцируют однородное электрическое поле комбинационной частоты $\omega_2 = \omega_3 \pm \omega_1$. Для малой по сравнению с исходными полями амплитуды этого поля суммарной частоты получим

$$E_2(x,t) = -\frac{e\mu}{v\varepsilon}\frac{\omega_3}{\omega_c}\frac{n_0}{N}UE_1\frac{1}{1+c_3}\left(\frac{1+a}{1+c_2}-\frac{1+c_3}{1+c_1}\right)\exp(-i\omega_2 t - k_3''x) \qquad (3)$$

где $a = c_3 + i\omega_3/\omega_c$, ε — диэлектрическая проницаемость. Амплитуда поля E_2 линейна по пьезоконстанте и может быть достаточна велика. Пусть $\omega_3 = \omega_c = \omega_D$, $n_0/N = 0{,}1$, $E_1 = 30$ В/см, $U = 10^{-5}$, тогда $E_2 = 0{,}1$ В/см. Этот эффект можно рассматривать как модуляцию электрическим полем эффективности преобразования звуковой волны в электрический сигнал или регулируемое звуковой волной преобразование электрических полей. Эффективностью рассмотренных процессов, очевидно, можно управлять и оптическим способом — изменением амплитуды световых пучков, формирующих интерференционную картину, или угла между ними. Заметим, что концентрационный механизм нелинейности, принятый нами во внимание, в рамках теории трехволновых взаимодействий в однородной среде не связывает однородные электрические поля, т. е. учет неоднородностей для получения связи электрических полей здесь принципиален.

Предположим теперь, что комплексные амплитуды интерферирующих световых полей $\mathscr{E}_1(x)$ и $\mathscr{E}_2(x)$ являются медленными функциями пространственной координаты x по сравнению с пространственным периодом интерференционной картины, а участвующие во взаимодействии электрические и акустические поля — узкополосные сигналы с комплексными амплитудами $E_{1,2}(t)$, $U(t)$ соответственно. Затуханием акустической волны на длине взаимодействия h и изменением интенсивности света по толщине кристалла пренебрегаем. Тогда для возбуждаемой акустической волны

имеем

$$U(t-x/v)=c\int_{-h/2}^{h/2} dyE(t-(x-y)/v)\mathscr{E}_1(y)\mathscr{E}_2^*(y) \qquad (4)$$

где $x>h/2$, $E=E_1\cdot E_2$, c — константа, характеризующая эффективность взаимодействия.

Аналогично при генерации однородного по пространству электрического поля для акусто-ЭДС имеем

$$e_2(t)=cE_1(t)\int_{-h/2}^{h/2} dx\mathscr{E}_1(x)\mathscr{E}_2^*(x)U(t-x/v). \qquad (5)$$

Нетрудно видеть, что интегралы, входящие в (4) и (5), имеют структуру свертки.

В зависимости от конкретного вида участвующих во взаимодействии акустических и электрических полей могут быть получены акустические (электрические) сигналы, пропорциональные комплексной амплитуде или Фурье-спектру одного из оптических полей. Так, например, если электрический и акустический сигналы в (5) являются сигналами с комплексными огибающими $S_\pm(t)=\exp(\pm i\pi\beta t^2)$ соответственно, то выходной сигнал пропорционален Фурье-преобразованию комплексной амплитуды светового поля $\mathscr{E}_1(x)$ при условии, что возникающий под интегралом (5) квадратичный фазовый множитель $\exp(-i\pi\beta x^2/v^2)$ компенсируется световой волной $\mathscr{E}_2(x)$ [3].

Таким образом, показано, что фотоиндуцированная решетка пространственного заряда в пьезоэлектрическом полупроводнике при выполнении условия синхронизма обуславливает достаточно эффективное нелинейное взаимодействие звуковой волны с двумя гармониками электрического поля. Это взаимодействие может быть использовано для преобразования когерентных световых полей в электрический сигнал с одновременным осуществлением линейных интегральных преобразований.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Чабан А. А.* Оптико-акустическое взаимодействие в фотопроводящих пьезоэлектриках.– Физ. тв. тела, 1970, т. 12, № 11, с. 3305–3309.
2. *Пятаков П. А.* Нелинейное оптико-акустическое взаимодействие в фотопроводящих пьезоэлектриках.– Физ. тв. тела, 1983, т. 25, № 3, с. 675–677.
3. *Деев В. Н., Пятаков П. А.* Корреляционный анализ оптических полей при оптико-акустическом взаимодействии.– Ж. тех. физ., 1982, т. 52, № 8, с. 1688–1692.
4. *White D. L.* Amplification of ultrasonic waves in piezoelectric semiconductors.– J. Appl. Phys., 1962, v. 33, № 8, p. 2547–2554.

Акустический институт им. Н. Н. Андреева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
11.IV.1983