

## ОСОБЕННОСТИ МНОГОЧАСТОТНОГО АКУСТООПТИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В МАТЕРИАЛАХ С РЕЗОНАНСНОЙ ФОТОУПРУГОСТЬЮ

*В.В.Проклов, В.Н.Чесноков*

Дается первое теоретическое (феноменологическое) описание эффектов дифракции света на многочастотном звуке в средах с выраженной нелинейностью фотоупругости, т.е. при условии нелинейной зависимости диэлектрической проницаемости от деформации. Рассмотрены два характерных режима акустооптического взаимодействия — случаи «тонкой» и «толстой» дифракционных решеток. Для обоих режимов рассчитаны амплитуды оптических дифракционных порядков, включая интермодуляционные эффекты до третьего порядка. Установлено, что при определенных условиях совместное действие эффектов нелинейной фотоупругости среды и «электродинамической» нелинейности параметрического взаимодействия волн света и звука может приводить к снижению (компенсации) интермодуляционных сигналов третьего порядка, приводящих к искажению основных и возникновению ложных дифракционных порядков. На примере MQW-структур из  $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , характеризующихся лоренцевской формой линии оптического поглощения вблизи экситонного резонанса, определены конкретные условия получения значительной (более 20 dB) компенсации интермодуляционных искажений третьего порядка. Показано, что использование описанного эффекта может позволить увеличить предельный динамический диапазон сигнальных акустооптических устройств на 10–15 dB по сравнению со случаем обычных нерезонансных материалов с линейной фотоупругостью.

Эффект резонансного возрастания фотоупругих коэффициентов при приближении к резонансам оптического поглощения (межзонному, экситонному, примесному и т.п.) исследовался теоретически и экспериментально в ряде работ (см., например, [1–6]). Было показано, что в некоторых резонансных материалах константы фотоупругости более чем на порядок превышают типичные значения фотоупругих констант нерезонансных материалов. Особенно это выражено, согласно теоретическим исследованиям [4,7], в системе с квантовыми ямами (MQW) в области длин волн света вблизи пика экситонного поглощения.

В работах [4,5,8] было показано также, что вблизи резонансов оптического поглощения может заметно увеличиваться нелинейность зависимости диэлектрической проницаемости от деформации. В то же время известно, что именно взаимная сигнальная модуляция третьего порядка обычно ограничивает один из важнейших параметров акустооптических устройств обработки информации — их динамический диапазон (см., например, [9]). Поэтому для ответа на вопрос о пер-

спективности применения в акустооптике материалов с резонансной фотоупругостью необходимо исследовать влияние дополнительной нелинейности на спектр интермодуляционных дифракционных порядков. К сожалению, рассмотрение указанных эффектов затруднено тем, что до настоящего времени нет развитой теории взаимодействия света и звука в системах на основе материалов с резонансной фотоупругостью.

В данной работе впервые рассчитаны интермодуляции второго и третьего порядков для многочастотной дифракции в среде с резонансной фотоупругостью для двух крайних случаев — «тонкой» и «толстой» дифракционных решеток в приближении слабых возмущений энергетических уровней  $\Delta E$ , вызванных звуковой деформацией (когда  $\Delta E \ll \gamma$ ;  $\gamma$  — характерная спектральная размазка резонанса), и малой эффективности дифракции ( $\eta \ll 1$ ). В результате, в частности, показано, что при определенных условиях фотоупругая и электродинамическая (связанная с эффектом распределенного параметрического взаимодействия света и звука) нелинейности могут взаимно компенсировать друг друга в части возникновения интермодуляционных эффектов второго или третьего порядков. Для модели, основанной на резонансе оптического поглощения, который описывается теорией Лоренца, определены конкретные условия компенсации интермодуляционных эффектов третьего порядка. Обсуждение результатов работы показывает возможность практической реализации эффектов подавления вредных интермодуляций в акустооптических устройствах с целью дальнейшего совершенствования последних.

## 1. Случай «тонкой» дифракционной решетки

Будем рассматривать «тонкую» (в том смысле, что  $h \ll \frac{k}{K^2} \text{Re} \sqrt{\varepsilon_0}$ , где  $h$  — длина акустооптического взаимодействия,  $k$  — волновое число света в вакууме,  $K$  — волновое число звука) дифракционную решетку, образованную многочастотным звуком (с частотами  $\Omega_m$ , где  $m$  — целое число от 1 до  $N$ ) в изотропной среде с резонансной фотоупругостью. Пусть по нормали к поверхности акустооптической ячейки падает плоская световая волна (рис. 1)

$$E_0 = A_0 \exp(i(kz - \omega t)), \quad (1)$$

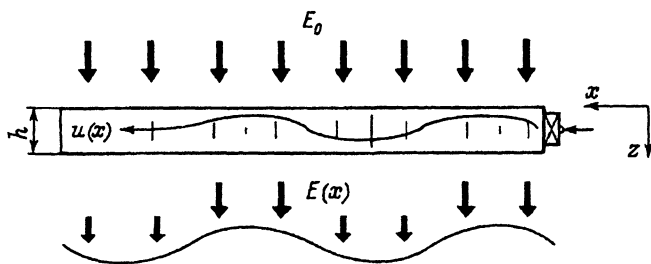


Рис. 1. «Тонкая» амплитудно-фазовая акустооптическая решетка, образованная звуком с амплитудой деформации  $u(x)$  в материале с резонансной фотоупругостью.

$E_0$  — амплитуда электрического поля на входе (плоская световая волна),  $E(x)$  — на выходе акустооптической ячейки.

где  $A_0$  — амплитуда падающей световой волны,  $\omega$  — частота света. Тогда в приближении слабых возмущений энергетических уровней  $\Delta E$ , вызванных звуковой деформацией (когда  $\Delta E \ll \gamma$ ;  $\gamma$  — характерная спектральная размазка резонанса), и малой эффективности дифракции  $\eta \ll 1$  на выходе ячейки имеем

$$E \approx E_0 \exp \left( i \sqrt{\varepsilon(x, t)} kh \right). \quad (2)$$

Полагая, согласно [4,5,8], что диэлектрическая проницаемость представима в виде степенного ряда по тензору деформации, для случая одноосной деформации  $u(x)$  можно записать

$$\varepsilon(x, t) = \varepsilon_0 + \varepsilon_1 u + \varepsilon_2 u^2 + \varepsilon_3 u^3 + \dots, \quad (3)$$

где

$$u = \sum_{m=1}^N u_m \cos(K_m x - \Omega_m t + \delta_m),$$

$u_m$  — амплитуда парциальной звуковой волны,  $\varepsilon(x, t)$  — диэлектрическая проницаемость для данной электромагнитной волны в точке  $x$  в момент времени  $t$ ,  $\varepsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость в отсутствие деформаций,  $\varepsilon_1$  соответствует линейному фотоупругому эффекту, а  $\varepsilon_2$ ,  $\varepsilon_3$  и т. д. характеризуют нелинейность фотоупругого эффекта. Заметим, что значительное возрастание фотоупругих коэффициентов происходит в районе резонанса оптического поглощения, поэтому все коэффициенты разложения диэлектрической проницаемости ( $\varepsilon_0$ ,  $\varepsilon_1$ ,  $\varepsilon_2$ ,  $\varepsilon_3$  и т. д.) являются комплексными величинами, сильно зависящими от длины волны света. При этом в отличие от нерезонансных (непоглощающих) оптических сред рассматриваемый случай тонкой решетки характеризуется не только фазовой, но и амплитудной модуляцией проходящего света (на рис. 1 это отражено различной длиной стрелок, расположенных по фронту прошедшей волны). Подставив выражение для диэлектрической проницаемости (3) в (2) и разложив подэкспоненциальное выражение в ряд по  $u$  до третьей степени, получим

$$E = E_0 \exp \left( ikh\sqrt{\varepsilon_0} \right) \exp \left( ikh\sqrt{\varepsilon_0} \left( \frac{\varepsilon_1 u + \varepsilon_2 u^2 + \varepsilon_3 u^3}{2\varepsilon_0} - \frac{\varepsilon_1^2 u^2}{8\varepsilon_0^2} - \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2 u^3}{4\varepsilon_0^2} + \frac{\varepsilon_1^3 u^3}{16\varepsilon_0^3} + \dots \right) \right). \quad (4)$$

В случае малой эффективности дифракции вторую экспоненту в (4) можно разложить в ряд Тейлора по  $u$

$$E(x) = E_0 \exp \left( ikh\sqrt{\varepsilon_0} \right) (1 + Au + Bu^2 + Cu^3 + \dots), \quad (5)$$

$$A = \beta h \varepsilon_1, \quad \beta \equiv \frac{ik}{2\sqrt{\varepsilon_0}},$$

$$B = \beta h \left( \varepsilon_2 - \frac{\varepsilon_1^2}{4\varepsilon_0} \right) + \frac{\beta^2 h^2}{2} \varepsilon_1^2,$$

$$C = \beta h \left( \varepsilon_3 - \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{2\varepsilon_0} + \frac{\varepsilon_1^3}{8\varepsilon_0^2} \right) + \beta^2 h^2 \left( \varepsilon_1 \varepsilon_2 - \frac{\varepsilon_1^3}{4\varepsilon_0} \right) + \frac{\beta^3 h^3}{6} \varepsilon_1^3.$$

Коэффициенты  $A$ ,  $B$  и  $C$  соответствуют механизмам акустооптического взаимодействия соответственно первого, второго и третьего порядков по деформации (не путать с дифракционными порядками).

Согласно теореме Флоке, электрическое поле на выходе акустооптической ячейки  $\mathbf{E}(x)$  можно представить в виде суперпозиции электрических полей плоских волн  $\mathbf{E}_{(n)}$ , образующих дифракционные порядки в направлениях

$$\mathbf{k} + \sum_{m=1}^N (\mathbf{K}_m n_m),$$

где  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{K}_m$  — волновые векторы падающего света и звука (см., например, [9])

$$\mathbf{E} = \sum_{n_1=-\infty}^{\infty} \dots \sum_{n_N=-\infty}^{\infty} \mathbf{E}_{(n)} \exp \left( \sum_{m=1}^N (i(K_m x - \Omega_m t) n_m) \right), \quad (6)$$

где  $(n)$  — вектор с компонентами  $n_m$  ( $m \in (1, N)$ ,  $n_m$  — целое число от  $-\infty$  до  $+\infty$ ), т. е.  $(n) = (n_1, \dots, n_m, \dots, n_N)$ . Если определить амплитуду компоненты электрического поля, образующей первый дифракционный порядок, соответствующий звуку  $m$ -й частоты, как  $\mathbf{E}_{(a)}$ , где  $(a)$  — вектор,  $m$ -я компонента которого равна единице, а остальные равны нулю, то из (3), (5) и (6) легко видеть, что в пренебрежении членами высших (третьего, пятого и т. д.) порядков по  $u$

$$\mathbf{E}_{(a)} = \frac{A}{2} \mathbf{E}_0 u_a \exp(i(kh\sqrt{\varepsilon_0} + \delta_a)).$$

Для дифракционных порядков, соответствующих интермодуляциям второго порядка типа  $f_a - f_b$ , имеем

$$\mathbf{E}_{(a-b)} = \frac{B}{2} \mathbf{E}_0 u_a u_b \exp(i(kh\sqrt{\varepsilon_0} + \delta_a - \delta_b)).$$

Для дифракционных порядков, соответствующих интермодуляциям типа  $f_a - f_b + f_c$  (трехтоновым интермодуляциям третьего порядка), имеем

$$\mathbf{E}_{(a-b+c)} = \frac{3C}{4} \mathbf{E}_0 u_a u_b u_c \exp(i(kh\sqrt{\varepsilon_0} + \delta_a - \delta_b + \delta_c)). \quad (7)$$

Амплитуда дифракционного порядка, соответствующего интермодуляциям типа  $2f_a - f_b$  (двухтоновым интермодуляциям третьего порядка), будет вычисляться как

$$\mathbf{E}_{(a-b+a)} = \frac{3C}{8} \mathbf{E}_0 u_a^2 u_b \exp(i(kh\sqrt{\varepsilon_0} + 2\delta_a - \delta_b)). \quad (8)$$

Результаты расчета относительных интенсивностей (эффективностей) дифракции первого порядка ( $\eta_a$ ) интермодуляций второго ( $\eta_{ab}$ ) и третьего ( $\eta_{abc}$  и  $\eta_{aba}$ ) порядков приведены в таблице.

«Тонкая» решетка

$$\begin{aligned} \eta_a & \left( \frac{1}{2} \beta h \varepsilon_1 u_a \right)^2 \exp(-\alpha h), \quad \text{где } \beta \equiv \frac{ik}{2\sqrt{\varepsilon_0}} \\ \eta_{ab} & \left( \frac{1}{2} \left( \frac{\beta^2 h^2}{2} \varepsilon_1^2 + \beta h \left( \varepsilon_2 - \frac{\varepsilon_1^2}{4\varepsilon_0} \right) \right) u_a u_b \right)^2 \exp(-\alpha h) \\ \eta_{abc} & \left( \frac{3}{4} \left( \frac{\beta^3 h^3}{6} \varepsilon_1^3 + \beta^2 h^2 \left( \varepsilon_1 \varepsilon_2 - \frac{\varepsilon_1^3}{4\varepsilon_0} \right) + \beta h \left( \varepsilon_3 - \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{2\varepsilon_0} + \frac{\varepsilon_1^3}{8\varepsilon_0^2} \right) \right) u_a u_b u_c \right)^2 \exp(-\alpha h) \\ \eta_{aba} & \left( \frac{3}{8} \left( \frac{\beta^3 h^3}{6} \varepsilon_1^3 + \beta^2 h^2 \left( \varepsilon_1 \varepsilon_2 - \frac{\varepsilon_1^3}{4\varepsilon_0} \right) + \beta h \left( \varepsilon_3 - \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{2\varepsilon_0} + \frac{\varepsilon_1^3}{8\varepsilon_0^2} \right) \right) u_a^2 u_b \right)^2 \exp(-\alpha h) \end{aligned}$$

«Толстая» решетка

$$\begin{aligned} \eta_a & \left( \frac{1}{2} \beta h \varepsilon_1 u_a \right)^2 \exp \left( -\frac{\alpha h}{\cos(\theta_B)} \right), \quad \text{где } \beta = \frac{ik}{2\sqrt{\varepsilon_0} \cos(\theta_B)} \\ \eta_{ab} & \left( \left( \frac{1}{8} \beta^2 h^2 \varepsilon_1^2 + \frac{1}{2} \beta h \varepsilon_2 \right) u_a u_b \right)^2 \exp \left( -\frac{\alpha h}{\cos(\theta_B)} \right) \\ \eta_{abc} & \left( \left( \frac{1}{24} \beta^3 h^3 \varepsilon_1^3 + \frac{1}{2} \beta^2 h^2 \varepsilon_1 \varepsilon_2 + \frac{3}{4} \beta h \varepsilon_3 \right) u_a u_b u_c \right)^2 \exp \left( -\frac{\alpha h}{\cos(\theta_B)} \right) \\ \eta_{aba} & \left( \frac{1}{2} \left( \frac{1}{24} \beta^3 h^3 \varepsilon_1^3 + \frac{1}{2} \beta^2 h^2 \varepsilon_1 \varepsilon_2 + \frac{3}{4} \beta h \varepsilon_3 \right) u_a^2 u_b \right)^2 \exp \left( -\frac{\alpha h}{\cos(\theta_B)} \right) \end{aligned}$$

## 2. Случай «толстой» дифракционной решетки

Рассмотрим «толстую» дифракционную решетку ( $h \gg \frac{k}{K^2} \operatorname{Re} \sqrt{\varepsilon_0}$ ), образованную звуком в изотропной среде с резонансной фотопругостью, на поверхность которой под углом, близким к брэгговскому, падает свет. Для такой системы будем решать волновое уравнение

$$\Delta \mathbf{E} = \frac{\varepsilon(x)}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (9)$$

с граничным условием

$$\mathbf{E}(x, 0, t) = \mathbf{A}_0 \exp(i(k \sin(\theta_B)x \operatorname{Re} \sqrt{\varepsilon_0} - \omega t)), \quad x \in (-\infty, \infty),$$

где  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  — длина волны света в вакууме,  $\theta_B = \arcsin(K/(2k \operatorname{Re} \sqrt{\varepsilon_0}))$  — угол Брэгга,  $\mathbf{A}_0$  — амплитуда падающей на акустооптическую ячейку световой волны.

В общепринятом приближении медленно меняющихся амплитуд (метод связанных волн) для многочастотного случая будем искать решение в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(x, z, t) &= \mathbf{A}_0 \exp \left[ i \left( k \left( (x \sin(\theta_B) + z \cos(\theta_B)) \operatorname{Re} \sqrt{\varepsilon_0} + \frac{iz}{\cos(\theta_B)} \operatorname{Im} \sqrt{\varepsilon_0} \right) - \omega t \right) \right] \times \\ &\times \left( \sum_{n_1=-\infty}^{\infty} \dots \sum_{n_N=-\infty}^{\infty} \Psi_{(n)}(z) \exp \left( \sum_{m=1}^N (i(K_m x - \Omega_m t) n_m) \right) \right), \quad (10) \end{aligned}$$

где  $(\mathbf{n})$  — вектор с компонентами  $n_m$  ( $m \in (1, N)$ ), т.е.  $(\mathbf{n}) = (n_1, \dots, n_m, \dots, n_N)$ ,  $n_m$  — целое число от  $-\infty$  до  $+\infty$ ,

$$A_0 \exp\left(-\frac{kz}{\cos(\theta_B)} \operatorname{Im} \sqrt{\varepsilon_0}\right) \Psi_{(\mathbf{n})}$$

— амплитуда парциальной волны, распространяющейся в направлении

$$\mathbf{k} + \sum_{m=1}^N (\mathbf{K}_m n_m),$$

где  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{K}_m$  — волновые векторы падающего света и звука [9]. Как обычно, будем пренебрегать членами вида  $(\partial^2/\partial z^2)\Psi_{(\mathbf{n})}$  и, как и в случае «тонкой» решетки, предполагать, что диэлектрическая проницаемость представима в виде степенного ряда по тензору деформаций. Из (9) и (10) для случая точного фазового синхронизма световых и звуковых волн в предположении  $\operatorname{Re} \varepsilon_0 \gg \operatorname{Im} \varepsilon_0$  получим уравнения связанных мод в виде

$$\begin{aligned} -2i \frac{\sqrt{\varepsilon_0}}{k} \cos(\theta_B) \frac{\partial \Psi_{(\mathbf{n})}}{\partial z} \approx & \sum_{m=1}^N \Delta \varepsilon_m^{(1)} \Psi_{(\mathbf{n}+g_{(\mathbf{n})}\mathbf{a}_m)} + \sum_{m=1}^N \sum_{m'=1}^N \Delta \varepsilon_{mm'}^{(2)} \Psi_{(\mathbf{n}-\mathbf{a}_m+\mathbf{a}_{m'})} + \\ & + \sum_{m=1}^N \sum_{m'=1}^N \sum_{m''=1}^N \Delta \varepsilon_{mm'm''}^{(3)} \Psi_{(\mathbf{n}+g_{(\mathbf{n})}(\mathbf{a}_m+\mathbf{a}_{m'}-\mathbf{a}_{m''}))}, \end{aligned} \quad (11)$$

где

$$\mathbf{a}_m = \begin{pmatrix} 0 & \dots & 1 & \dots & 0 \\ & & m & & \\ & & & & N \end{pmatrix}, \quad g_{(\mathbf{n})} = (-1)^{G_{(\mathbf{n})}}, \quad G_{(\mathbf{n})} = \left( \sum_{m=1}^N n_m \right), \quad \Delta \varepsilon_m^{(1)} = \frac{\varepsilon_1 u_m}{2},$$

$$\Delta \varepsilon_{mm'}^{(2)} = \frac{2 - \delta(m, m')}{4} \varepsilon_2 u_m u_{m'}, \quad \Delta \varepsilon_{mm'm''}^{(3)} = \frac{3 - 2\delta(m, m', m'')}{8} \varepsilon_3 u_m u_{m'} u_{m''}.$$

При этом предполагается, что  $\Psi(n^*) = 0$ , если  $G(n^*) \neq 1$  или 0, т.е. пренебрегаем вкладом дифракционных порядков, не находящихся в фазовом синхронизме с нулевым и первым порядками. Здесь мы ограничились первыми четырьмя членами разложения диэлектрической проницаемости в ряд по  $u$ . В отличие от известных уравнений связанных мод для линейно-фотоупругого материала [9] в правой части уравнений (11) появились второй и третий члены, которые соответствуют межмодовому взаимодействию соответственно второго и третьего порядков по  $u$  (т.е. двухфононному (рис. 2, б) и трехфононному (рис. 2, в) взаимодействиям).

Далее будем искать функции  $\Psi_{abc} \equiv \Psi_{(a-b+c)}$  и  $\Psi_{aba} \equiv \Psi_{(2a-b)}$ , соответствующие амплитудам трехтоновых и двухтоновых интермодуляций третьего порядка, которые в угловом пространстве расположены вблизи дифракционных максимумов первого порядка, где  $(\mathbf{a})$  является вектором, у которого только  $m$ -я компонента равна единице, а остальные равны нулю:  $(\mathbf{a}) = \begin{pmatrix} 0 & \dots & 1 & \dots & 0 \\ & & m & & \\ & & & & N \end{pmatrix} \equiv (\mathbf{a}_m)$ . Аналогично  $(\mathbf{b}) \equiv (\mathbf{a}_{m'})$ ,

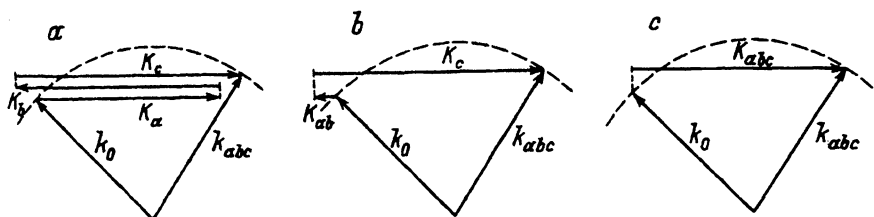


Рис. 2. Векторные диаграммы, соответствующие механизмам межмодового взаимодействия в материалах с нелинейной зависимостью диэлектрической проницаемости от деформации.

(с)  $\equiv (\mathbf{a}_{m''})$ ; здесь  $m, m', m''$  соответствуют акустическим волнам с различными частотами, т.е.  $\Omega_m \neq \Omega_{m'} \neq \Omega_{m''}$ .

Из (11) можно получить

$$\frac{\partial \Psi_{abc}}{\partial z} \approx \frac{ik}{2\sqrt{\varepsilon_0} \cos(\theta_B)} \left( \frac{\varepsilon_1}{2} (\Psi_{ab} u_c + \Psi_{cb} u_a) + \frac{\varepsilon_2}{4} 2u_b (\Psi_a u_c + \Psi_c u_a) + \frac{\varepsilon_3}{8} 6\Psi_0 u_a u_b u_c \right). \quad (12)$$

В рассматриваемом приближении малой дифракционной эффективности можно полагать  $\Psi_0(z) = 1$  и, обозначив  $\beta = ik/2\sqrt{\varepsilon_0} \cos(\theta_B)$ , из (11) в пренебрежении членами порядков, по  $u$  высших, чем второй для  $\Psi_{ab}$  и первый для  $\Psi_a$ , получить

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Psi_{ab}}{\partial z} &\approx \beta \left( \frac{\varepsilon_1}{2} \Psi_a u_b + \frac{\varepsilon_2}{4} 2u_a u_b \right), \\ \frac{\partial \Psi_{cb}}{\partial z} &\approx \beta \left( \frac{\varepsilon_1}{2} \Psi_c u_b + \frac{\varepsilon_2}{4} 2u_c u_b \right), \\ \frac{\partial \Psi_a}{\partial z} &\approx \beta \frac{\varepsilon_1}{2} u_a, \quad \frac{\partial \Psi_c}{\partial z} \approx \beta \frac{\varepsilon_1}{2} u_c. \end{aligned}$$

Выполнив интегрирование с учетом граничных условий

$$\Psi_{(\mathbf{n})} = 0, \quad \text{если} \quad \Psi_{(\mathbf{n})} = 0,$$

$$\Psi_{(0)} = 1, \quad \text{если} \quad (\mathbf{n}) \neq (0),$$

имеем

$$\Psi_a \approx \beta \frac{\varepsilon_1 u_a z}{2}, \quad \Psi_c \approx \beta \frac{\varepsilon_1 u_c z}{2},$$

$$\Psi_{ab} \approx \left( \frac{(z\beta\varepsilon_1)^2}{8} + \frac{z\beta\varepsilon_2}{2} \right) u_a u_b, \quad \Psi_{cb} \approx \left( \frac{(z\beta\varepsilon_1)^2}{8} + \frac{z\beta\varepsilon_2}{2} \right) u_c u_b.$$

Подставив эти уравнения в (12), получим для указанных трехтоновых интермодуляций выражение

$$\Psi_{abc} \approx u_a u_b u_c \left( \frac{1}{24} z^3 \beta^3 \varepsilon_1^3 + \frac{1}{2} z^2 \beta^2 \varepsilon_1 \varepsilon_2 + \frac{3}{4} z \beta \varepsilon_3 \right). \quad (13)$$

Аналогично рассуждая, для двухтоновых интермодуляций третьего порядка получим

$$\Psi_{aba} \approx \frac{1}{2} u_a^2 u_b \left( \frac{1}{24} z^3 \beta^3 \varepsilon_1^3 + \frac{1}{2} z^2 \beta^2 \varepsilon_1 \varepsilon_2 + \frac{3}{4} z \beta \varepsilon_3 \right). \quad (14)$$

Выражения для эффективной дифракции первого, второго и третьего порядков для острорезонансных систем с нелинейной зависимостью диэлектрической проницаемости от деформации приведены в таблице.

### 3. Исследование многочастотного акустооптического взаимодействия в резонансном фотоупругом материале в лоренцевском приближении

Приведенный выше расчет может быть использован для оценки возможности снижения интермодуляционных искажений сигналов в акустооптических устройствах оптической обработки информации, основанных на применении структур с квантовыми ямами (MQW) в системе GaAs/AlGaAs. Преимуществом таких материалов в акустооптике является возможность варьирования их оптических характеристик посредством выбора на стадии изготовления соответствующих технологических параметров: стехиометрического состава, концентраций примесей и толщин слоев, образующих квантовые ямы и барьеры. Это позволяет, в частности, синтезировать материалы, имеющие заранее заданные резонансную частоту, величину фотоупругого модуля и коэффициент оптического поглощения.

Для описания поведения диэлектрической проницаемости в системе с квантовыми ямами на основе GaAs/AlGaAs в районе резонанса оптического поглощения, соответствующего двумерному экситону с тяжелой дыркой, представляется возможным использовать модель лоренцевского осциллятора с дефпотенциальным механизмом изменения энергии перехода под действием вызванной звуком квазистатической ( $\Omega \ll \gamma$ , где  $\Omega$  — частота звука,  $\gamma$  — ширина линии поглощения) и квазидвухродной ( $\lambda_a \gg a_B$ , где  $\lambda_a$  — длина волны звука,  $a_B$  — боровский радиус двумерного экситона) деформации (см., например, [7,10]). При этом для простоты будем пренебрегать вкладом других оптических переходов (межзонных, примесных и экситонных переходов высших порядков) в нелинейность диэлектрической проницаемости [11]. Следуя [4], будем полагать, что под действием деформации меняется только центральная частота резонанса, а сила осциллятора и ширина линии поглощения от деформации не зависят.

В этом приближении выражение для диэлектрической проницаемости можно записать в виде

$$\varepsilon = \varepsilon_\infty + \varepsilon_\infty^2 p_\infty u + \frac{F}{(\omega_0 + \Lambda u)^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}, \quad (15)$$

где  $\Lambda$  — деформационный потенциал уровня, соответствующего резонансу;  $\varepsilon_\infty$  и  $p_\infty$  — диэлектрическая проницаемость и фотоупругая константа вдали от резонанса;  $\omega_0$  — частота резонанса;  $F$  — величина, характеризующая силу резонанса,  $F = (\alpha_{\max} \lambda / 2\pi) \sqrt{\varepsilon_\infty} \gamma \omega_0$ . Для рассматриваемого материала будем полагать  $\Lambda \sim 10 \text{ eV}$ ,  $\varepsilon_\infty \sim 12$ ,  $p_\infty \sim 0.1$ ,



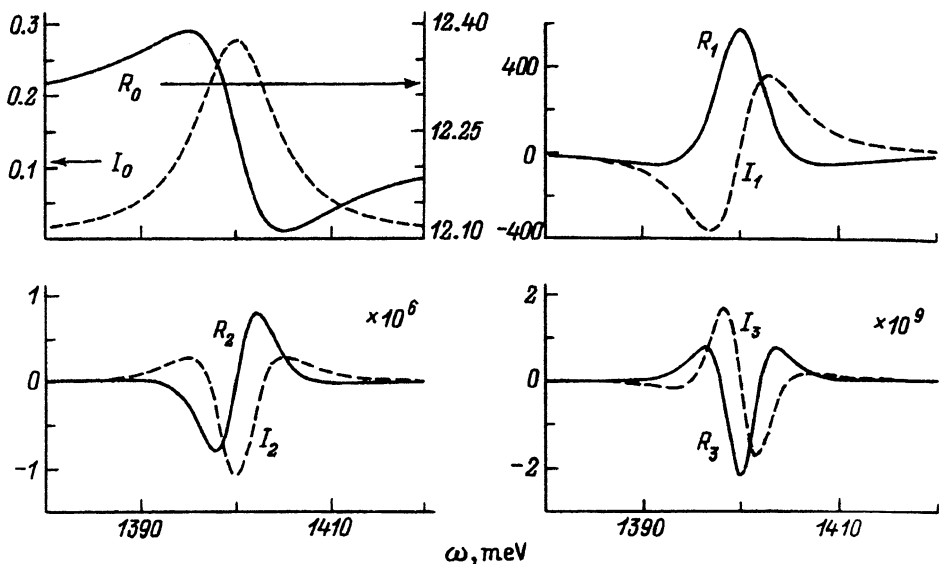


Рис. 3. Коэффициенты разложения диэлектрической проницаемости в ряд по деформации  $u$  в лоренцевском приближении для резонанса с  $F = 3890$  (meV)<sup>2</sup>,  $\gamma = 10$  meV,  $\Lambda = 10$  eV.  $R_i = \text{Re } \epsilon_i$ ,  $I_i = \text{Im } \epsilon_i$ ,  $i = 0, 1, 2, 3$ .

$\omega_0 \sim 1.4$  eV,  $\gamma \sim 10$  meV. Величина  $F$  может варьироваться в пределах от 100 до более чем  $10^4$  (meV)<sup>2</sup>.

Вводя обозначение  $F/(\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma) \equiv \epsilon_r$  и разложив выражение в правой части (15) в ряд по  $u$ , получим

$$\epsilon = \epsilon_0 + \epsilon_1 u + \epsilon_2 u^2 + \epsilon_3 u^3 + \dots,$$

где

$$\begin{aligned} \epsilon_0 &= \epsilon_\infty + \epsilon_r, & \epsilon_1 &= \epsilon_\infty^2 p_\infty - 2 \frac{\epsilon_r^2}{F} \Lambda \omega_0, \\ \epsilon_2 &= \frac{\epsilon_r^2}{F} \left( \frac{4\epsilon_r \omega_0^2}{F} - 1 \right) \Lambda^2, & \epsilon_3 &= 4 \frac{\epsilon_r^3}{F^2} \Lambda^3 \omega_0 \left( 1 - 2\omega_0^2 \frac{\epsilon_r}{F} \right). \end{aligned}$$

Результаты для конкретной системы, состоящей из чередующихся слоев GaAs/Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As,  $d(\text{GaAs}) \sim 100$  и  $d(\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}) \sim 200$  Å, для которой  $F \sim 4000$  (meV)<sup>2</sup> (соответственно  $\alpha \sim 5 \cdot 10^3$  cm<sup>-1</sup>), приведены на рис. 3. Из результатов расчетов интермодуляций третьего порядка следуют условия взаимной компенсации различных механизмов акустооптических нелинейностей (см. таблицу) для случая «тонкой» решетки

$$\beta h \left( \epsilon_3 - \frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{2\epsilon_0} + \frac{\epsilon_1^3}{8\epsilon_0^2} \right) + \beta^2 h^2 \left( \epsilon_1 \epsilon_2 - \frac{\epsilon_1^3}{4\epsilon_0} \right) + \frac{\beta^3 h^3}{6} \epsilon_1^3 = 0 \quad (16)$$

и случая «толстой» решетки

$$\frac{1}{12} \beta^3 h^3 \epsilon_1^3 + \beta^2 h^2 \epsilon_1 \epsilon_2 + \frac{3}{2} \beta h \epsilon_3 = 0. \quad (17)$$

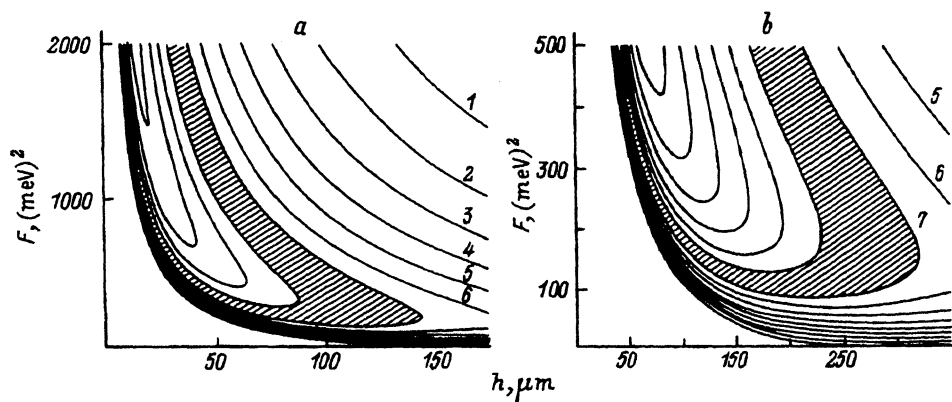


Рис. 4. Контурсы, соответствующие сечениям трехмерной поверхности  $\xi(F, h)$  на различных уровнях (заштрихованная область соответствует условию  $\xi(F, h) < 10^{-2}$ ).

$a, b$  — режимы «тонкой» и «толстой» решетки соответственно.  $\xi = 1/16$  (1),  $1/25$  (2),  $1/36$  (3),  $1/49$  (4),  $1/64$  (5),  $1/81$  (6),  $1/100$  (7).

Отметим один интересный момент — условия компенсации интермодуляций третьего порядка в случаях дифракции на «тонкой» и «толстой» решетках дают в общем случае дискретные спектры решений в плоскости  $(F, h)$ . Однако на частоте света, равной частоте максимума поглощения, т. е. при  $\omega = \omega_0$ , они выражаются (см. (16), (17) и рис. 3) в виде уравнений с действительными коэффициентами, решениями которых являются непрерывные функции  $\xi(F, h) = 0$ . В этом случае, очевидно, легче найти условия, при которых возможна рассматриваемая компенсация интермодуляционных искажений при акустооптическом взаимодействии в данных системах.

Так, например, на рис. 4 заштрихованные контурсы являются результатами расчетов областей параметров акустооптической системы в плоскости  $(F, h)$ , для которых имеет место эффект взаимной компенсации искажений третьего порядка до величин не более  $10^{-2}$  по сравнению со значениями аналогичных искажений в системах на основе нерезонансных сред при условии равных интенсивностей в первых дифракционных порядках, т. е.

$$\xi(F, h) \equiv \frac{I_{abc}^{(nl)} I_a^{(l)}}{I_{abc}^{(l)} I_a^{(nl)}} \leq \frac{1}{100},$$

здесь индекс  $(nl)$  соответствует нелинейной «компенсированной» среде, а индекс  $(l)$  — традиционной нерезонансной фотоупругой среде с  $F = 0$ .

Для найденных условий «компенсации» можно получить зависимости интенсивностей сигнального (первого) дифракционного порядка  $I_a$  (соответствующего частоте звука  $f_a$ ) и ложного дифракционного порядка  $I_{abc}$  (соответствующего интермодуляциям типа  $f_a - f_b + f_c$ ) от амплитуды деформации  $u$  (сплошные линии на рис. 5). В отличие от аналогичных зависимостей для акустооптических систем на основе тра-

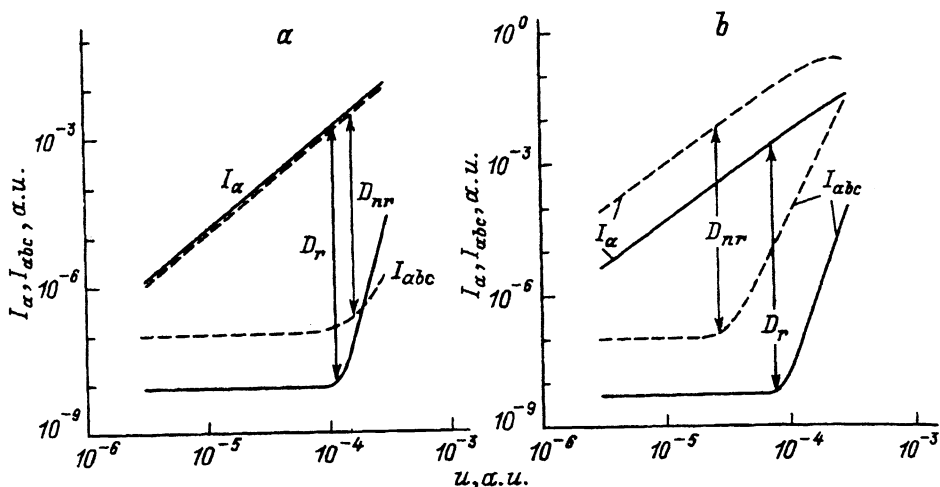


Рис. 5. Интенсивности первого  $I_\alpha$  и интермодуляционного  $I_{abc}$  (соответствующего частоте  $f_a - f_b + f_c$ ) дифракционных порядков, отнесенные к интенсивности падающего света.

*a* — режим дифракции в «тонкой» решетке. Штриховые линии — нерезонансная (nr) система с  $h = 50 \mu\text{m}$  и  $p_0 = 0.1$ ; сплошные линии — резонансная (r) «компенсированная» система с  $h = 5 \mu\text{m}$  и  $F = 3890 (\text{meV})^2$ . *b* — режим дифракции в «толстой» решетке. Штриховые линии — нерезонансная система с  $h = 225 \mu\text{m}$  и  $p_0 = 0.1$ ; сплошные линии — резонансная «компенсированная» система с  $h = 225 \mu\text{m}$  и  $F = 100 ([\text{meV}]^2)$ . *D* — линейный динамический диапазон системы.

дифракционных фотоупругих материалов (штриховые линии на рис. 5 согласно [9]) в системах с компенсированными интермодуляциями третьего порядка интенсивность ложных сигналов  $I_{abc}$  пропорциональна  $u^{10}$  (а не  $u^6$ ). Заметим, что горизонтальные участки кривых  $I_{abc}$  соответствуют фоновой засветке, которая претерпевает изменения из-за поглощения в резонансной среде.

Из рис. 5 видно, что использование эффекта компенсации в резонансной фотоупругой среде может позволить приблизительно на порядок (по сравнению с традиционными нерезонансными системами) увеличить динамический диапазон акустооптических устройств в обоих режимах дифракции.

Таким образом, для острорезонансных систем разработана методика расчета амплитуд интермодуляционных мод второго и третьего порядков в приближении малой дифракционной эффективности для двух основных режимов акустооптического взаимодействия — в «тонкой» и «толстой» решетках. Показано, что нелинейность фотоупругого коэффициента может приводить в общем случае к усилению интермодуляционных эффектов. Однако в определенных ситуациях может иметь место эффект ослабления интермодуляций, при котором различные типы акустооптических нелинейностей третьего порядка взаимно компенсируют друг друга.

Авторы хотели бы выразить благодарность А.В. Герусу и Г.Н. Шкердину за полезные дискуссии в процессе подготовки рукописи данной статьи.

## Список литературы

- [1] Loudon R. // Proc. Roy. Soc. (London). 1963. V. 275. P. 218.
- [2] Adachi S., Hamaguchi C. // Phys. Rev. 1979. V. 19B. P. 938.
- [3] Герус А.В., Шкердин Г.Н. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 1. С. 328-331.
- [4] Аюханов Р.А., Гуляев Ю.В., Шкердин Г.Н. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 12. С. 3555-3557.
- [5] Гуляев Ю.В., Мовсисян С.М., Шкердин Г.Н. // ФТП. 1980. Т. 14. № 4. С. 945-947.
- [6] Гуляев Ю.В., Проклов В.В., Шкердин Г.Н. // ФТП. 1978. Т. 12. № 5. С. 907.
- [7] Chernozatonskii L.A., Vakulenko A.V. // Opt. and Acoust. Rev. 1991. V. 1. N 3.
- [8] Гуляев Ю.В., Шкердин Г.Н. // ЖЭТФ. 1979. № 4 (10). С. 1396-1406.
- [9] Hecht D.L. // IEEE Trans. Sonics and Ultrasonics. 1977. V. SU-24. P. 7-18.
- [10] Wemple S.H., DiDomenico M. // Phys. Rev. B. 1970. V. 1. N 1.
- [11] Schmitt-Rink S., Chemla D.S., Miller D.A.B. // Advances in Physics. 1989. V. 38. N 2. P. 89-188.

Институт радиотехники и  
электроники РАН  
Фрязино  
Московская область

Поступило в Редакцию  
11 апреля 1994 г.