

**О ВОЗМОЖНОСТИ ФОКУСИРОВКИ И САМОФОКУСИРОВКИ
СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В ПОЛУПРОВОДНИКЕ
ВСЛЕДСТВИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ ЧАСТИ
ЕГО ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ**

Р.Г.Маев, Г.С.Падо, И.А.Полуэктов, В.И.Пустовойт

В работе теоретически рассмотрены новые механизмы фокусировки и самофокусировки в полупроводниках, в условиях температурного гашения проводимости. Рассмотренные в работе эффекты могут быть использованы в ряде задач оптоэлектроники, так например, для быстропеременного пространственного смещения световых пучков, меняющейся фокусировки и для других целей.

Явление самофокусировки световых лучей (см. обзоры [1 – 3]) интенсивно исследуются в настоящее время как в жидких средах, так и в твердых телах: кварце, рубине, стеклах, сегнетоэлектриках (см., например, [1 – 4]). На возможность самофокусировки света из-за нагрева вещества проходящей световой волной указано в работах [5, 6]. В полупроводниках такие исследования до последнего времени практически не проводились кроме экспериментов в работах [7, 8], в которых механизмы самофокусировки и дефокусировки так и остались до конца не выясненными.

В настоящей работе рассмотрены новые механизмы самофокусировки и дефокусировки в полупроводниках, связанные с изменением электронной части диэлектрической проницаемости в поле сильной световой волны и обусловленные эффектом температурного гашения или увеличения проводимости [9, 10]. В условиях температурного гашения проводимости [9 – 13], сравнительно небольшие изменения температуры (на двадцать – тридцать градусов) приводят к значительному (на пять – шесть порядков) изменению концентрации неравновесных носителей N_e в зонах, что, в свою очередь, меняет электронную часть диэлектрической проницаемости.

Выражение для диэлектрической проницаемости при учете нагревания среды можно представить в виде

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_{\text{реш}} + \mathcal{E}_{\text{эл}} + \frac{\partial \mathcal{E}_{\text{эл}}}{\partial T} \delta T \quad (1)$$

здесь $\mathcal{E}_{\text{реш}}$ и $\mathcal{E}_{\text{эл}}$ – решеточная и электронная части диэлектрической проницаемости. Электронная часть диэлектрической проницаемости для невырожденного случая, может быть представлена в виде [9]

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{\text{эл}}(N_e, \omega, T) = & \frac{4e^2(2m^*E_v)^{1/2}}{\pi\hbar E_g} - \frac{2e^2[2m^*(E_g - \hbar\omega)]^{1/2}}{\hbar E_g} - \frac{4\pi e^2 N_e}{m_c \omega^2} - \\ & - \frac{4\pi e^2 \hbar^2}{m_e T E_g} \left(\frac{m_c}{m^*}\right)^{3/2} N_e G(\xi), \quad G(\xi) = 1 - \pi^{1/2} \xi [1 - \Phi(\xi)] \exp \xi^2, \\ & \xi = \left[\frac{m_c}{m^*} \left(\frac{E_g - \hbar\omega}{T} \right) \right]^{1/2} \quad (2) \end{aligned}$$

здесь Φ – интеграл вероятности, E_g и E_v – ширины запрещенной и валентной зоны, m_c , m^* и m_e – эффективная, приведенная и собственная электронные массы, соответственно, причем $E_g(T) = E_g^0 - \alpha T$, где α – коэффициент температурного сдвига.

Из общего выражения (2) нетрудно получить изменение $\delta \mathcal{E}_{\text{эл}} = \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial T} \delta T$

в условиях температурного гашения (т. е. $N_e = N_0 \left[1 + A \exp\left(-\frac{\epsilon_\Gamma}{T}\right) \right]^{-1}$ [11]).

Аналогично можно учесть и случай термостимулированной проводимости, когда изменение концентрации неравновесных носителей от температуры описывается выражением $N_e(T) = N_0 \left[1 + B \exp\left(-\frac{\epsilon_\Gamma}{T}\right) \right]$ [12] (ϵ_Γ – энергия глубины залегания ловушек, отсчитываемая от дна зоны проводимости).

Рассмотрим далее следующие физически наиболее интересные случаи:

1. $A \exp\left(-\frac{\epsilon_\Gamma}{T}\right) \gg 1$, т. е. в результате нагрева в кристалле произошло гашение проводимости. При этом может иметь место неравенство

$\xi \ll 1$, т. е. частота светового сигнала достаточно близка к краю поглощения, тогда

$$\delta \mathcal{E}_{\text{эл}} = - \frac{e^2 (2m^* T)^{1/2} \alpha \omega}{E_g^{\circ 2} \xi T} \left[1 - \frac{2\pi^{3/2} E_g^{\circ} \hbar^2 N_o (E_g^{\circ} - \hbar \omega)}{(2m^* T)^{1/2} m_e \omega \alpha T^2 A \exp\left(-\frac{\epsilon_{\Gamma}}{T}\right)} \right] \quad (3)$$

или $\xi \gg 1$ — когда частота светового сигнала достаточно далека от края фундаментального поглощения и

$$\delta \mathcal{E}_{\text{эл}} = + \frac{e^2 (2m^* T)^{1/2} \xi \alpha}{\hbar E_g^{\circ 2}} \left[1 - \frac{4}{\pi \xi} \left(\frac{E_v}{T}\right)^{1/2} - \frac{4\pi \hbar^3 E_g^{\circ} N_o \epsilon_{\Gamma}}{\xi^3 (2m^* T)^{1/2} \alpha m_e T^3 A \exp\left(-\frac{\epsilon_{\Gamma}}{T}\right)} \right] \delta T. \quad (4)$$

2. $A \exp(-\epsilon_{\Gamma}/T) \ll 1$ — случай, когда тепловыделения для возникновения процесса температурного гашения недостаточно, при этом

$$\delta \mathcal{E}_{\text{эл}} = - \frac{e^2 (2m^* T)^{1/2} \alpha \omega}{\xi E_g^{\circ 2} T} \left[1 - \frac{2\pi^{3/2} E_g^{\circ} \hbar^2 N_o (E_g^{\circ} - \hbar \omega)}{(2m^* T)^{1/2} \omega \alpha T^2 m_e} \right] \delta T, \quad \xi \ll 1, \quad (5)$$

$$\delta \mathcal{E}_{\text{эл}} = + \frac{e^2 (2m^* T)^{1/2} \xi \alpha}{\hbar E_g^{\circ 2}} \left[1 - \frac{4}{\pi \xi} \left(\frac{E_v}{T}\right)^{1/2} - \frac{4\pi \hbar^3 E_g^{\circ} N_o \epsilon_{\Gamma} A \exp\left(-\frac{\epsilon_{\Gamma}}{T}\right)}{\xi^3 (2m^* T)^{1/2} \alpha m_e T^3} \right] \delta T,$$

$\xi \gg 1.$

(6)

Как видно из приведенных выражений (3) — (6), $\delta \mathcal{E}_{\text{эл}}$ особенно чувствительно к проходящему световому сигналу частоты близкой к краю фундаментального поглощения, где член, отвечающий за межзонные переходы резко возрастает (см. подробнее [9, 10]). Существенно отметить, что изменение $\delta \mathcal{E}_{\text{эл}}$ может возникнуть, как вследствие появления неравновесных носителей в зонах, так и неоднородного распределения температуры по кристаллу. Очевидно, что обе возможности могут быть вызваны, в конечном счете, поглощением света, причем либо прямым межзонным, либо при достаточно интенсивном падающем потоке, — двухфотонным (когда $\hbar \omega < E_g < 2\hbar \omega$). Из выражений (3) — (6) следует, что в зависимости от выбора значений параметров, входящих в $\delta \mathcal{E}_{\text{эл}}$ можно при определенных условиях сделать превалирующим тот или иной член в $\delta \mathcal{E}_{\text{эл}}$ с соответствующим ему знаком, т. е. — взаимодействие нелинейной среды с проходящим световым сигналом может привести либо к его эффективной фокусировке, либо к дефокусировке. Существенно подчеркнуть, что в нашем случае возможно как собственно фокусировка тепловой линзой, когда в кристалле под действием внешнего источника готовится необходимая концентрация N_e , так и самофокусировка (самодефокусировка), когда достаточно интенсивный световой пучок с час-

тотой, близкой к краю поглощения сам для себя создает в кристалле необходимую концентрацию N_e , а соответственно, и перераспределение $\delta \mathcal{E}_{\text{эл}}$.

Если на длине кристалла d изменение радиуса луча Δa мало по сравнению с начальным радиусом, $\Delta a \approx d\theta \ll a$, то $\theta \approx \frac{dn}{dr} d$ и последст-

вие саморефракции проявляются, в основном, вне кристалла (так называемая внешняя самофокусировка или дефокусировка). В этом случае фокусное расстояние $F = a / \theta$. Если нелинейная рефракция очень сильная и существенно меняет размеры луча, то $\theta_{\text{нл}} \sim \delta n^{1/2} = \xi^{1/4} \delta \mathcal{E}^{1/2} / 2$ и в случае фокусировки фокус появляется в самой среде на так называемой

Келлиевской длине $L_K \approx \frac{a}{\theta_{\text{нл}} - \theta_D} \approx a \delta n^{-1/2}$ для $\theta_{\text{нл}} \gg \theta_D$.

Для достаточно хорошо изученных полупроводниковых соединений CdS, CdSe при значениях $N_e = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и $E_g - \hbar\omega \approx 5 \cdot 10^{-2} \text{ эв}$ из (6), например, получаем $\delta \mathcal{E}_{\text{эл}} \approx -3 \cdot 10^{-3}$ и указанные выше величины имеют значение $\theta \sim 10^{-3}$, $F \approx 10 \text{ см}$, $\theta_{\text{нл}} \sim 3 \cdot 10^{-2}$, $L_K \approx 0,2 \text{ см}$.

Характерное время τ формирования распределения $\delta \mathcal{E}_{\text{эл}}$, определяется динамикой генерации электронно-дырочных пар светом и значением характерных времен распределения неравновесных носителей в зонах и может быть достаточно мало $\tau \sim 10^{-6} + 10^{-8} \text{ сек}$ [9]. Поэтому рассмотренные здесь эффекты могут быть использованы в ряде задач оптической электроники, так например, для быстропеременного пространственного смещения световых пучков, меняющейся фокусировки и др.

Авторы выражают признательность Г.А.Аскарьяну за обсуждение результатов и ценные замечания.

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
3 июля 1974 г.

Институт физико-технических
и радиотехнических измерений

Литература

- [1] С.А.Ахманов, А.П.Сухоруков, Р.В.Хохлов. УФН, 93, 19, 1967.
- [2] Г.А.Аскарьян. УФН, 111, 249, 1973.
- [3] В.Н.Луговой, А.М.Прохоров. УФН, 111, 204, 1973.
- [4] Г.М.Зверев, В.А.Пашков. ЖЭТФ, 57, 1128, 1969.
- [5] Г.А.Аскарьян. ЖЭТФ, 42, 1567, 1962.
- [6] А.Г.Литвак. Письма в ЖЭТФ, 4, 341, 1966.
- [7] А.А.Борщ, М.С.Бродин. ЖЭТФ, 58, 26, 1970.
- [8] М.С.Бродин, А.А.Борщ. УФЖ, 18, 647, 1973.
- [9] Р.Г.Маев, И.А.Полуэктов, В.И.Пустовойт. ФТТ, 14, 2012, 1972; 15, 18, 1973.

- [10] В.М.Левин, Р.Г.Маев, З.И.Филагова. Письма в ЖЭТФ, 17, 127, 1973.
- [11] С.Г.Калашников, Р.Г.Маев, В.И.Пустовойт. ФТП, 5, 522, 1971.
- [12] R. G. Maev, E. F. Tokarev. Phys. Stat. Solidi (a), 13, 285, 1972.
- [13] Г.А.Аскарьян, В.И.Пустовойт. ЖЭТФ, 58, 647, 1970.
-