[10] Card H. C., Jang E. C. // Appl. Phys. Lett. 1976. V. 29. P. 51.
[11] Wada O., Majerfild A., Robson P. N. // Sol. St. Electron. 1982. V. 25. P. 381.
[12] Вуль А. Я., Саченко А. В. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 8. С. 1361—1376.

Всесоюзный научно-исследовательский центр
по изучению свойств поверхности и вакуума
Москва

Получено 10.04.1991
Принято к печати 15.07.1991

ФТП, том 25, вып. 12, 1991

ОТКЛОНЕНИЯ ОТ ЗАКОНА БУГЕРА ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ СВЕТОВОГО СИГНАЛА В ВОЛОКНАХ ИЗ ХАЛЬКОГЕНИДНЫХ СТЕКОЛ

Архипов В. И., Емельянова Е. В.

Изучение оптических свойств волокон из халькогенидных стеклообразных полупроводников (ХСП) привлекает внимание в связи с перспективностью их использования в качестве функциональных элементов интегральной оптики и световых систем связи. В последние годы установлено, что оптические свойства ХСП могут значительно изменяться под действием как боковой подсветки, так и самого сигнала, распространяющегося в световоде из ХСП [1, 2].

В настоящей работе рассматривается координатная зависимость интенсивности светового сигнала, распространяющегося в световоде из ХСП. Показано, что величина коэффициента поглощения в этом случае зависит от координаты x, имеется область таких значений x, в которой поглощение света происходит по закону, отличающемуся от экспоненциального закона поглощения Бугера.

Рассмотрим прохождение света с частотой ω через световод из ХСП, причем на входе в световод в точке $x=0$ начальная интенсивность света равна I_0. Будем считать, что материал световода является достаточно чистым и механизм поглощения связан с переходом носителей, находящихся на ловушках, в зону проводимости вследствие их взаимодействия со световыми квантами. В этих условиях коэффициент оптического поглощения γ (в децибеллах) определяется выражением

$$\gamma = 4.34S \int\limits_0^{\hbar\omega} d\mathcal{E}\rho(\mathcal{E},\ t), \tag{1}$$

где $\mathcal{E}$ — энергия локализованного состояния, $\rho(\mathcal{E}, t)d\mathcal{E}$ — плотность носителей, захваченных на ловушки с энергией от $\mathcal{E}$ до $\mathcal{E}+d\mathcal{E}$, t — время, $\hbar\omega$ — энергия световых квантов, S — сечение взаимодействия фотона с носителем, захваченным на локализованное состояние.

Энергетический спектр локализованных носителей можно найти из уравнений, описывающих захват носителей из зоны проводящих состояний на ловушки и делокализацию захваченных носителей:

$$\partial\rho(\mathcal{E},\ t)/\partial t = (1/\tau_0)[g(\mathcal{E})/N_t]\,p_c(t) - \nu_0\exp(-\mathcal{E}/kT)\,\rho(\mathcal{E},\ t) - IS\rho(\mathcal{E},\ t), \tag{2а}$$
$$0 \leqslant \mathcal{E} \leqslant \hbar\omega,\ t > 0,$$

$$\partial\rho(\mathcal{E},\ t)/\partial t = (1/\tau_0)[g(\mathcal{E})/N_t]\,p_c(t) - \nu_0\exp(-\mathcal{E}/kT)\,\rho(\mathcal{E},\ t), \tag{2б}$$
$$\hbar\mu < \mathcal{E} < \infty,\ t > 0,$$

где p_c — плотность носителей в проводящем состоянии, $g(\mathcal{E})d\mathcal{E}$ — плотность локализованных состояний с энергией от $\mathcal{E}$ до $\mathcal{E}+d\mathcal{E}$, N_t — полная плотность ловушек, τ_0 — время жизни подвижных носителей, ν_0 — термический фактор освобождения, T — температура, k — постоянная Больцмана, I — интенсивность светового сигнала, распространяющегося в световоде.

Заметим, что при достаточно больших интенсивностях светового сигнала I, удовлетворяющих условию

$$I \gg (\nu_0/S)\exp(-\hbar\omega/kT), \tag{3}$$

делокализация под действием фотонов преобладает над термическим освобождением носителей в некотором интервале энергий локализованных состояний. Будем считать, что интенсивность света на входе в световод I_0 удовлетворяет неравенству (3).

С другой стороны, используемые на практике интенсивности световых сигналов таковы, что для большей части рассматриваемого интервала энергий $(0 \leqslant \mathcal{E} \leqslant \hbar\omega)$ делокализация носителей световыми квантами мала по сравнению с термическим освобождением. Иными словами, существенного изменения зарядового состояния ловушек под действием света не происходит. В этих условиях изменением плотности носителей в проводящем состоянии, связанным с воздействием световых квантов, можно пренебречь [2].

Начальные условия задачи о нахождении энергетического спектра носителей соответствуют включению светового сигнала в момент $t=0$. До этого момента заселенность ловушек термически равновесна и начальная плотность локализованных состояний имеет вид

$$\begin{aligned}\rho(0, \mathcal{E}) = \rho^{(0)}(\mathcal{E}) = g(\mathcal{E})/[1 + (\nu_0\tau_0 N_t/p_c^{(0)})\exp(-\mathcal{E}_0/kT)] = \\ = g(\mathcal{E})/[1+\exp(-(\mathcal{E}-\mathcal{E}_F)/kT)],\end{aligned} \tag{4}$$

где $p_c^{(0)}=p_c^{(0)}$, а величина $\mathcal{E}_F$ соответствует равновесному положению уровня Ферми $\mathcal{E}_F=kT\ln(\nu_0\tau_0 N_t/p_c^{(0)})$.

В настоящей работе рассматривается координатная зависимость интенсивности светового сигнала, распространяющегося в световоде, в квазистационарных условиях, т. е. на временах, когда после «включения» светового сигнала установилось термическое равновесие между плотностями свободных и локализованных носителей. Тогда для коэффициента оптического поглощения справедливо выражение [2]

$$\gamma(I) = 4.34 p_c^{(0)} S \int_0^{\hbar\omega} d\mathcal{E}\, g(\mathcal{E})/[N_t(\tau_0\nu_0\exp(-\mathcal{E}/kT) + IS\tau_0)]. \tag{5}$$

Используя типичный для ХСП экспоненциальный энергетический спектр ловушек $g(\mathcal{E})=(N_t/\mathcal{E}_0)\exp(-\mathcal{E}/\mathcal{E}_0)$ (где $\mathcal{E}_0$ — характеристическая энергия спектра), для величины $\gamma(I)$ имеем

$$\begin{aligned}\gamma(I) = (4.34 p_c^{(0)}/I\tau_0)\{{}_2F_1[1;\ \alpha;\ 1+\alpha;\ -(\nu_0/IS)] - \exp(-\hbar\omega/\mathcal{E}_0)\,{}_2F_1 \times \\ \times[1;\ \alpha;\ 1+\alpha;\ -(\nu_0/IS)\exp(-\hbar\omega/kT)]\} = (4.34 p_c^{(0)} S/\nu_0\tau_0)\,\alpha \times \\ \times\left\{-\sum_{n=0}^{\infty}{}' [(1-\alpha+n)^{-1}(-IS/\nu_0)^n] + \left(\pi\alpha\operatorname{cosec}(\pi\alpha)(IS/\nu_0)^{\alpha-1} - \right.\right. \\ \left. - \exp(-\hbar\omega/\mathcal{E}_0)(\nu_0/IS)\sum_{m=0}^{\infty}[(\alpha+n)^{-1}\{-(IS/\nu_0)\exp(\hbar\omega/kT)\}^{-m}]\right) \times \\ \times \Theta[I > (\nu_0/S)\exp(-\hbar\omega/kT)] - \exp(-\hbar\omega/\mathcal{E}_0)(\nu_0/IS) \times \\ \left. \times \sum_{k=0}^{\infty}[(1-\alpha+n)^{-1}\{-(IS/\nu_0)\exp(\hbar\omega/kT)\}^{k+1}]\,\Theta[I < (\nu_0/S)\exp(-\hbar\omega/kT)]\right\},\end{aligned} \tag{6а}$$

$\alpha = kT/\mathcal{E}_0$,

$$\gamma_1(I) = (4.34 p_c^{(0)} S/\tau_0\nu_0)(\nu_0/IS)\{(IS/\nu_0)^{\alpha}\pi\alpha\operatorname{cosec}(\pi\alpha) - \exp(-\hbar\omega/\mathcal{E}_0)\}, \tag{6б}$$

$I \gg (\nu_0/S)\exp(-h\omega/kT)$,

$$\gamma_2(I) = (4.34 S p_c^{(0)}/\tau_0\nu_0)\,\alpha\exp(\hbar\omega/kT)\exp(-\hbar\omega/\mathcal{E}_0)/(1-\alpha), \tag{6в}$$

$I \ll (\nu_0/S)\exp(-h\omega/kT)$,

где ${}_2F_1$ — гипергеометрическая функция, Θ — единичная функция.

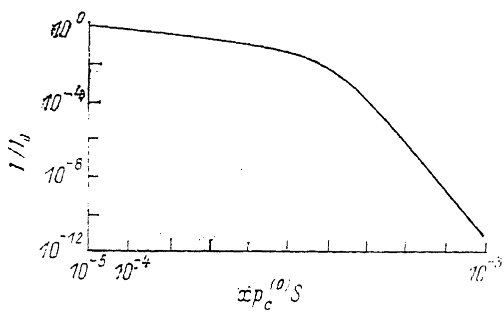
Интенсивность света $I(x)$, распространяющегося в световоде в точке x, определяется из трансцендентного уравнения

$$x = -\int_{I_0}^{I(x)} dI/\{\gamma(I)\, I\}. \tag{7}$$

Точное аналитическое решение уравнения (7) представляет трудную математическую задачу. Поэтому получим приближенные решения уравнения (7) с учетом выражений (6б) и (6в) для коэффициента оптического поглощения γ.

Для участка волновода, на котором интенсивность распространяющегося сигнала $I(x)$ удовлетворяет неравенству (3), уравнение (7) принимает вид

$$\begin{gathered} x = (\tau_0\nu_0/4.34 p_c^{(0)} S) \exp(\hbar\omega/\mathcal{E}_0) \{(IS/\nu_0)\, {}_2F_1 [1;\ (1/\alpha);\ (1+1/\alpha); \\ (IS/\nu_0)^{\alpha} \pi\alpha \operatorname{cosec}(\pi\alpha) \exp(\hbar\omega/\mathcal{E}_0)] - (I_0 S/\nu_0)_2 F_1 [1;\ (1/\alpha);\ (1+1/\alpha); \\ (I_0 S/\nu_0)^{\alpha} \pi\alpha \operatorname{cosec}(\pi\alpha) \exp(\hbar\omega/\mathcal{E}_0)]\} = (\tau_0\nu_0/4.34 p_c^{(0)} S) \exp(\hbar\omega/\mathcal{E}_0) \times \\ \times \sum_{n=0}^{\infty} [(\alpha + \alpha n - 1)^{-1} [\pi\alpha \operatorname{cosec}(\pi\alpha) \exp(\hbar\omega/\mathcal{E}_0)]^{-(n+1)} \{(IS/\nu_0)^{1-\alpha-\alpha n} - (I_0 S/\nu_0)^{1-\alpha-\alpha n}\}]. \end{gathered} \tag{8}$$



Зависимость интенсивности светового сигнала, распространяющегося в световоде, от координаты.

Значения параметров: $I_0=10^{18}$ см$^{-2}\cdot$с$^{-1}$, $\hbar\omega=0.6$ эВ, $\mathcal{E}_0=0.04$ эВ, $kT=0.025$ эВ, $N_t=10^{20}$ см$^{-3}$, $S=10^{-14}$ см^2, $\tau_0=10^{-11}$ с, $\nu_0=10^{11}$ с$^{-1}$.

На начальном участке световода, где интенсивность светового сигнала еще близка к I_0, закон поглощения имеет вид

$$I(x) = I_0 \exp(-\gamma x),\quad \gamma = \gamma_1(I_0). \tag{9}$$

В области световода, где распространяется сильно поглощенный сигнал, интенсивность которого тем не менее удовлетворяет соотношению (3), уравнение (7) можно записать в виде

$$x = (\tau_0\nu_0/4.34 p_c^{(0)} S) [(1-\alpha)\pi\alpha \operatorname{cosec}(\pi\alpha)]^{-1} \{(I_0 S/\nu_0)^{1-\alpha} - (IS/\nu_0)^{1-\alpha}\}. \tag{10}$$

Тогда в этой части световода уменьшение интенсивности света происходит по закону

$$I(x) = I_0 [1 - (1/\tau_0\nu_0)(1-\alpha)\, 4.34\pi\alpha \operatorname{cosec}(\pi\alpha) (I_0 S/\nu_0)^{\alpha-1} (p_c^{(0)} Sx)]^{1/(1-\alpha)}, \tag{11}$$

$x_1 < x < x_2$, причем нижняя граница указанного интервала значений координаты x_1 определяется из условия сшивки асимптотик (11) и (9)

$$1 - (1/\tau_0\nu_0)(1-\alpha)\, 4.34\pi\alpha \operatorname{cosec}(\pi\alpha) (I_0 S/\nu_0)^{1-\alpha} (p_c^{(0)} S x_1) = \exp\{\gamma_1(I_0)\, x_1 (1-\alpha)\}, \tag{12}$$

а верхняя граница x_2 оценивается из условия $I(x_2) = (\nu_0(S) \exp(-\hbar\omega/kT)$:

$$x_2 = (\tau_0\nu_0/p_c^{(0)} S) [4.34\pi\alpha \operatorname{cosec}(\pi\alpha)]^{-1} [(I_0 S/\nu_0)^{1-\alpha} - \exp(\hbar\omega/\mathcal{E}_0) \exp(-\hbar\omega/kT)]. \tag{13}$$