

©1994 г.

НЕЛИНЕЙНОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ В ВОЛНОВОДАХ ИЗ СТЕКЛООБРАЗНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

В.И.Архипов, Е.В.Емельянова

Московский инженерно-физический институт,

115409, Москва, Россия

(Получена 7 февраля 1994 г. Принята к печати 5 апреля 1994 г.)

Теоретически исследуется поглощение коротких лазерных импульсов с энергией световых квантов $\hbar\omega \gtrsim E_g/2$ (E_g — оптическая ширина щели) в волноводе из стеклообразного полупроводника. Рассчитывается искажение временного профиля сигнала на выходе волновода в зависимости от характеристик материала и интенсивности входного импульса.

В последние годы халькогенидные стеклообразные полупроводники привлекают внимание исследователей как материалы, применяемые в волоконно-оптических системах связи, системах записи оптической информации и интегральной оптике [1]. Перспективность применения этих материалов в качестве волноводных и регистрирующих сред для записи, обработки и передачи оптической информации требует дальнейшего исследования нелинейно-оптических явлений, наблюдающихся при относительно низких уровнях интенсивности света [2,3]. Значительный интерес в связи с этим представляет изучение нелинейностей, возникающих при распространении лазерного излучения в некристаллических полупроводниках и выяснение механизма оптического поглощения [4].

В настоящей работе исследуется нелинейное затухание короткого светового импульса, распространяющегося в волноводе из халькогенидного стеклообразного полупроводника, и рассчитывается искажение временного профиля сигнала на выходе волновода в зависимости от характеристик материала и интенсивности входного импульса.

Пусть в начальный момент времени $t = 0$ на вход $x = 0$ волновода длиной L подается сигнал, интенсивность которого $I(0, t) = I_0 F(t, \tau)$, τ — характерная длительность светового импульса. Рассмотрим практически интересный случай поглощения импульсов с энергией световых квантов $\hbar\omega \gtrsim E_g/2$, где E_g — оптическая ширина щели стеклообразного полупроводника. Будем считать, что поглощение сигнала с такой энергией световых квантов происходит за счет двух основных

процессов. Квант света взаимодействует с носителем в валентной зоне, перебрасывая его на одно из свободных локализованных состояний в запрещенной зоне. Таким образом под воздействием света в материале волновода генерируются неравновесные электронно-дырочные пары, причем темп генерации пропорционален интенсивности сигнала в данной точке и равен $kI(x, t)$ (k — коэффициент, зависящий от плотности состояний в валентной зоне и от сечения взаимодействия кванта излучения с выбиваемым носителем). Кроме того, носитель, находящийся на ловушке в запрещенной зоне, взаимодействуя со световым квантом, может перебрасываться в зону проводимости. При этом коэффициент поглощения, связанный со взаимодействием квантов излучения с генерированными неравновесными носителями, будет равен $Sp(x, t)$, где $p(x, t)$ — плотность генерированных светом неравновесных носителей, S — сечение взаимодействия кванта излучения с носителем на ловушке. Тогда затухание светового импульса описывается системой уравнений

$$\frac{\partial I(x, t)}{\partial x} = -Sp(x, t)I(x, t) - \gamma_0 I(x, t), \quad (1)$$

$$\frac{\partial p(x, t)}{\partial t} = kI(x, t) - r(x, t), \quad (2)$$

где x — координата, отсчитываемая от входа световода, γ_0 — темновой коэффициент поглощения, $r(x, t)$ — темп рекомбинации генерированных неравновесных носителей. Начальное условие задачи соответствует отсутствию генерированных неравновесных носителей в момент времени $t = 0$.

Точное решение уравнений (1), (2) представляет трудную математическую задачу. Поэтому рассмотрим приближенное решение этой системы. При малых временах плотность генерированных носителей еще невелика и темпом рекомбинации носителей по сравнению с темпом генерации можно пренебречь. В этих условиях для интенсивности сигнала $I(x, t)$ имеем смешанную краевую задачу:

$$\frac{\partial^2 \ln I(x, t)}{\partial x \partial t} = -kSI(x, t), \quad (3a)$$

$$I(0, t) = I_0 F(t, \tau), \quad (3б)$$

$$I(x, \tau_p) = I_0 F(\tau_p/\tau) \exp(-\gamma_0 x), \quad (3в)$$

где τ_p — момент времени, когда плотность генерированных неравновесных носителей еще мала и свет поглощается по закону Бугера-Ламберта-Бэра. Заметим, что уравнение (3a) для функции

$$u(\tilde{x}, \tilde{t}) = \ln[I(\tilde{x}, \tilde{t})/I_0], \quad \tilde{x} = \gamma_0 x, \quad \tilde{t} = (SkI_0/\gamma_0)t$$

принимает вид известного уравнения Лиувилля $u_{xt} = -\exp(u)$, решением которого является функция

$$u(x, t) = \ln(2f'(x)g'(t)/[1 + f(x)g(t)]^2),$$

где $f(x)$ и $g(t)$ — произвольные функции класса C_3 , удовлетворяющие условиям $f'(x) > 0$, $g'(t) > 0$ [5]. Переходя к пределу при $\tau_p \rightarrow 0$, получим следующее выражение для интенсивности распространяющегося импульса:

$$I(x, t) = \frac{I_0 F(t/\tau) \exp(-\gamma_0 x)}{\left\{ 1 + (SkI_0\tau/2\gamma_0) \int_0^{t/\tau} F(z) dz [1 - \exp(-\gamma_0 x)] \right\}^2}. \quad (4)$$

При больших временах устанавливается «квазистационарное» соотношение между темпом генерации и темпом рекомбинации носителей, и производной по времени в уравнении (2) можно пренебречь. В зависимости от механизма рекомбинации, который реализуется в данном материале, получим асимптотические решения задачи (3а)–(3б) при больших временах.

В случае, когда в материале волновода преобладает бимолекулярный механизм рекомбинации генерированных неравновесных носителей $r(x, t) = Rp^2(x, t)$ (R — коэффициент рекомбинации) интенсивность светового сигнала меняется по закону

$$I(x, t) = \frac{I_0 F(t/\tau) \exp(-\gamma_0 x)}{\left\{ 1 + [I_0 k F(t/\tau)/R]^{1/2} (S/\gamma_0) [1 - \exp(-\gamma_0 x/2)] \right\}^2}, \quad (5)$$

где $t \gg t_q$ и момент времени установления квазистационарного режима t_q в случае бимолекулярной рекомбинации определяется из решения трансцендентного уравнения

$$\gamma_0 L + 2 \ln \left\{ \frac{2[F(t_q/\tau)]^{1/2}}{(RkI_0\tau^2)^{1/2} \int_0^{t_q/\tau} F(z) dz} - 1 \right\} = 0. \quad (6)$$

Если же в материале волновода преобладает мономолекулярный механизм рекомбинации $r(x, t) = p(x, t)/\tau_R$, где τ_R — время жизни неравновесных носителей до рекомбинации, то имеем следующее выражение для интенсивности светового импульса:

$$I(x, t) = \frac{I_0 F(t/\tau) \exp(-\gamma_0 x)}{1 + (I_0 Sk\tau_R/\gamma_0) F(t/\tau) [1 - \exp(-\gamma_0 x)]}, \quad (7)$$

где $t \gg t_q$ и t_q определяется из решения трансцендентного уравнения

$$\gamma_0 L + \ln \left[1 - \frac{4 \left(\tau_R F(t_q/\tau)/\tau - \int_0^{t_q/\tau} F(z) dz \right)}{(SkI_0\tau/\gamma_0) \left(\int_0^{t_q/\tau} F(z) dz \right)^2} \right] = 0 \quad (8)$$

Отметим, что для достаточно низкого темпа рекомбинации генерированных носителей, т.е. когда квазистационарное соотношение между темпами генерации и рекомбинации устанавливается на временах больших или порядка длительности импульса τ , существует некоторое пороговое значение максимальной интенсивности света I^* , при котором начинает существенно проявляться нелинейное поглощение импульса в волноводе

$$I_0 \gtrsim I^* = \frac{2\gamma_0}{Sk\tau[1 - \exp(-\gamma_0 L)] \int_0^1 F(z) dz} \quad (9)$$

В работе был проведен численный расчет нелинейного поглощения световых импульсов, имеющих на входе в волновод форму

$$I(0, t) = 4I_0(1 - t/\tau)t/\tau.$$

На рис. 1 представлены временные зависимости интенсивности излучения на выходе световода для различных интенсивностей I_0 входного сигнала. Кривые 1-3 получены из расчетов по формуле (4) без учета рекомбинации. Зависимости 1'-3' измерены в работе [4] на плечных световодах из AsSe. Форма сигнала на выходе из световода заметно отличается от формы входного сигнала. В частности, выходной сигнал существенно асимметричен, и его максимум сдвинут в сторону малых времен.

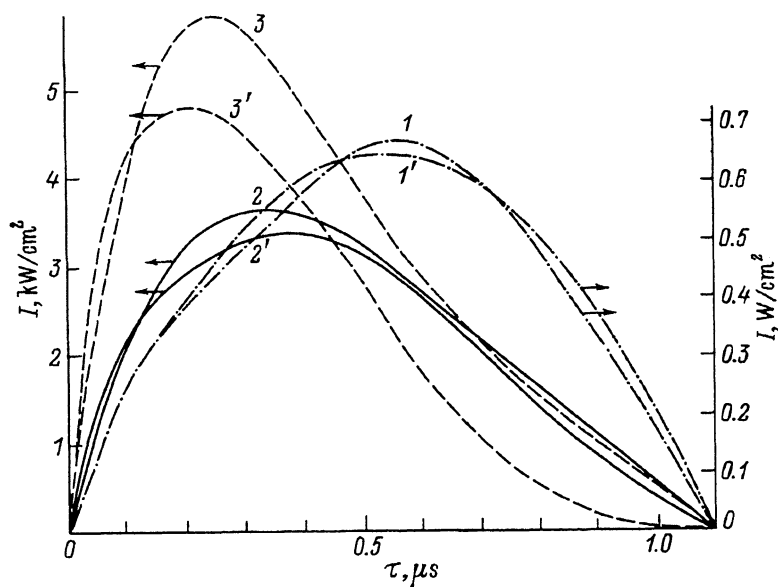


Рис. 1. Временной профиль импульсов, прошедших через световод. Зависимости 1-3 рассчитаны для следующих значений параметров: $\gamma_0 = 6.0 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$, $L = 0.3 \text{ мкм}$, $(SkI_0\tau/\gamma_0) = 7$. Экспериментальные кривые 1'-3' получены при значениях параметров: $L = 0.3 \text{ мкм}$, $T = 300 \text{ К}$, длина волны света $\lambda = 570 \text{ нм}$. Интенсивность входного сигнала I_0 , кВт/см: 1, 1' — 4, 2, 2' — 40, 3, 3' — 80.

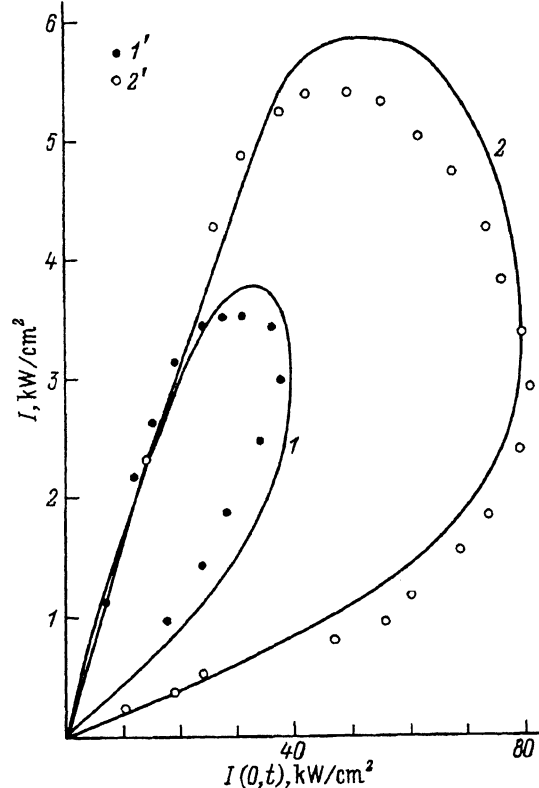


Рис. 2. Гистерезисные зависимости интенсивности света, прошедшего через световод. Значения параметров для кривых 1,2 и экспериментальных точек 1' и 2' те же, что и для кривых 2,3 и 2',3' на рис. 1 соответственно.

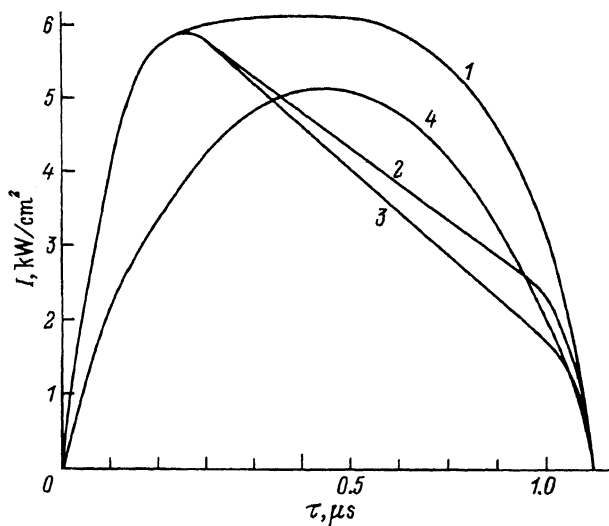


Рис. 3. Временной профиль прошедших через световод импульсов с учетом рекомбинации генерированных светом неравновесных носителей. Кривые рассчитаны для следующих значений параметров: $\gamma_0 = 6 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$, $L = 0.3 \text{ мкм}$, $(SkI_0\tau/\gamma_0) = 7$. I_0 , кВт/см: 1-3 — 80, 4 — 40; τ_R , мкс: 1 — 0.2, 2 — 0.5, 3 — 0.8, 4 — 0.1.

Искажение временного профиля светового импульса приводит к гистерезисной зависимости интенсивности излучения, прошедшего через волновод, от соответствующего значения интенсивности на входе. Гистерезисные зависимости 1 и 2 на рис. 2 построены для кривых 1 и 2 на рис. 1 соответственно. Зависимости 1' и 2' на рис. 2 получены в работе [4]. Следует заметить, что данные хорошо согласуются с результатами расчетов.

Влияние рекомбинации на изменение формы оптического импульса иллюстрируется на рис. 3. Из приведенных кривых видно, что при длительности сигнала, существенно превышающей время рекомбинации носителей, успевает установиться квазистационарное, следящее за интенсивностью сигнала, энергетическое распределение неравновесных носителей, что приводит к симметризации формы выходного импульса.

Список литературы

- [1] A.M. Andriesh. J. Non-Cryst. Sol., **77-78**, 1219 (1985).
- [2] А.М. Андриеш, В.В. Понамарь, В.В. Смирнов, А.В. Миронос. Квантовая электрон., № 6, 1093 (1986).
- [3] В.И. Архипов, Е.В. Емельянова. ФТП, **25**, 2222 (19991).
- [4] О.И. Богдан, Н.А. Енаки, И.А. Кожокарь, П.Г. Чербарь и др. *Стеклообразные полупроводники для оптоэлектроники* (Кишинев, Штиинца, 1991).
- [5] В.С. Владимиров. *Уравнения математической физики* (М., Наука, 1980).

Редактор Т.А. Полянская

Non-linear spreading of light pulses in chalcogenide waveguides

V.I. Arkhipov, E.V. Emelyanova

Moscow Institute of Physics and Engineering, 115409, Moscow, Russia

Non-linear absorption of short laser pulses with light-quantum energy $\hbar\omega \gtrsim E_g/2$ (where E_g is the optical gap width) in chalcogenide waveguides has studied theoretically. Time-profile distortion of output signal in dependence on material characteristics and input pulse intensity has calculated. It was shown that the output signal form is considerably different from the input signal form.