

## ДИНАМИКА НЕЛИНЕЙНОГО ПРОСВЕТЛЕНИЯ МОНОКРИСТАЛЛОВ CdSe

Кочелап В. А., Кулиш Н. Р., Лисица М. П.,  
Малыш Н. И., Соколов В. Н.

Исследована временная эволюция коэффициента пропускания и интенсивности излучения на выходе монокристаллов CdSe в течение длительности лазерного импульса. Нелинейное просветление, наблюдаемое в области урбаховского участка спектра поглощения при комнатной температуре, имеет пороговый характер. С увеличением энергии  $\mathcal{E}$  лазерного импульса, превышающей пороговое значение  $\mathcal{E}_1$ , коэффициент пропускания вначале резко возрастает, затем достигает насыщения. Предложена феноменологическая модель, описывающая наблюдаемые закономерности, для которой коэффициент поглощения характеризуется резкой зависимостью от концентрации фотовозбуждений. Проведен количественный анализ последовательности динамических зависимостей пропускания от уровня накачки. На основе экспериментальных данных рассчитаны удельная пороговая энергия  $\mathcal{E}_1$  и удельная энергия  $\mathcal{E}_s$ , необходимая для просветления образцов толщиной 100 мкм. Они соответственно равны  $2.2 \cdot 10^{-11}$  и  $1.9 \cdot 10^{-16}$  Дж/мкм<sup>2</sup>.

В [1-5] при комнатной температуре исследовано пороговое просветление кристаллов CdSe при лазерном возбуждении на участке  $\lambda = 710-750$  нм края собственного поглощения. Изучена зависимость пропускания  $T$  от интенсивности излучения  $I_0$  для фиксированной длительности лазерного импульса  $t_n$  оптически толстых образцов ( $Kd > 1$ ,  $K$  — линейный коэффициент поглощения,  $d$  — толщина). Особенность наблюдаемого просветления состоит в необычно резкой зависимости  $T$  от  $I_0$ .

Экспериментально установленные закономерности таковы.

1) Фиксированной энергии кванта  $\hbar\omega$  падающего излучения отвечают два характерных значения коэффициента поглощения:  $K = K_n$  при высоких,  $K = K_v$  при низких интенсивностях  $I_0$ , причем  $K_v < K_n$ . Переход от одного значения к другому происходит в узкой области изменений  $I_0$  [2].

2) При любых уровнях возбуждения спектральная зависимость экспоненциальна, т. е. следует правилу Урбаха [2], а фотопроводимость растет линейно с  $I_0$  [1, 3]. Последнее является независимым подтверждением постоянства коэффициентов  $K_v$  и  $K_n$  в соответствующих областях  $I_0$ .

3) Время релаксации просветленного состояния превышает 50 нс [4]; время жизни  $\tau$  неравновесных носителей заряда, определенное из кинетики фотопроводимости, для различных образцов находится в диапазоне 30—1000 нс [3, 4] и не зависит от  $I_0$ .

4) При использованных  $I_0$  нагрев образцов практически отсутствовал. Его наличие должно приводить к сужению запрещенной зоны CdSe и, следовательно, к увеличению коэффициента поглощения, т. е. к прямо противоположному эффекту, наблюдаемому в [1-5].

Вся совокупность экспериментальных данных позволяет сделать вывод о том, что наблюдаемое просветление обусловлено фотовозбуждением свободных и (или) связанных электронов и дырок.

В [1-5] измерения проводились по импульсной методике с длительностью импульсов  $t_n < \tau$ . При этом для разных длин волны пропускание  $T$  определялось путем измерения интенсивности падающего  $I_0(t)$  и прошедшего  $I_t(t)$  излучения в моменты времени, соответствующие максимумам этих интенсивностей, т. е.  $I_{0m}$ ,  $I_{tm}$ .

Цель настоящей работы состоит в исследовании временной динамики просветления CdSe в области урбаховского края. В модели резкой зависимости  $K$  от концентрации  $n$  фотовозбуждений изучены особенности динамики просветления для оптически толстых кристаллов, движение возникающего в этих условиях фронта просветления, рассчитана интенсивность света на выходе образца. Сравнение экспериментальных и расчетных зависимостей динамического пропускания от уровня накачки позволило определить энергию излучения, необходимую для просветления образца конечной толщины.

*Экспериментальные результаты.* Динамика просветления изучалась в те-

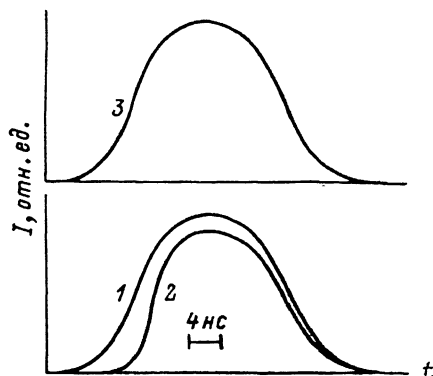


Рис. 1. Иллюстрация временной привязки импульсов падающего на образец (1) и прошедшего через него (2) излучения.

3 — два совмещенных контрольных импульса.

ние длительности лазерного импульса. Измерения проводились на специально легированных пластинчатых монокристаллах CdSe  $n$ -типа толщиной  $d \approx 100$  мкм с удельным темновым сопротивлением  $\rho \approx 10^7$  Ом·см. В качестве источника излучения использован лазер на красителе с интервалом перестройки 710—750 нм и полушириной линии излучения 0.1 нм.

Форма падающего и прошедшего импульсов детектировалась фотоумножителем 18ЭЛУ-ФТК и регистрировалась осциллографом ИПЛ-1М. Особое вни-

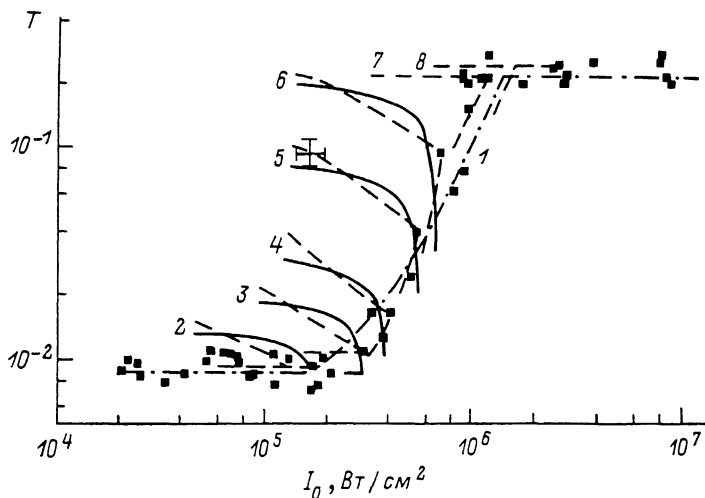


Рис. 2. Зависимость пропускания  $T$  CdSe от интенсивности  $I_0$  лазерного излучения.

1 — зависимость  $T(I_{0m})$  для моментов времени  $t = t_m$ ; точки — эксперимент, штрихпунктирная линия — расчет по формуле (8). 2—8 — динамические зависимости  $T[I_0(t)]$ ; штриховые линии — эксперимент, сплошные — расчет по формуле (8).  $I_{0m} \cdot 10^{-6}$ , Вт/см<sup>2</sup>: 2 — 0.18, 3 — 0.33, 4 — 0.42, 5 — 0.56, 6 — 0.74, 7 — 1.3, 8 — 2.8.

мание уделялось точной временной привязке этих импульсов. Она осуществлялась путем совмещения контрольных импульсов, зарегистрированных одним и тем же каналом осциллографа, в то время как вторым каналом регистрировался импульс падающего на образец излучения либо прошедший сквозь него (рис. 1).

Для определения мгновенных значений  $I_0(t)$ ,  $I_t(t)$  с погрешностью  $\pm 20\%$  последние измерялись в интервалах  $0.2I_{0m} < I_0(t) < I_{0m}$ ,  $0.2I_{tm} < I_t(t) < I_{tm}$ .

Изложенная методика позволяет сопоставить с каждым мгновенным значением интенсивности падающего излучения мгновенное значение интенсивности прошедшего и определить временные изменения пропускания  $T(t) = I_t(t)/I_0(t)$ .

Зависимость  $T(t=t_m)=T(I_{0m})$  для  $\lambda=724$  нм установлена в работах [1-5]. Она изображена на рис. 2 кривой 1, на которой имеются два участка существенно различного и не зависящего от  $I_{0m}$  пропускания, а также узкая переходная область с резким ростом  $T$ .

Динамику просветления удобно характеризовать величиной  $I_t(t)=I_t \times [I_0(t)]$ . Такая зависимость в качестве примера приведена на рис. 3 для импульса излучения с  $I_{0m}=7.4 \cdot 10^5$  Вт/см<sup>2</sup>, соответствующего участку резкого роста  $T$  на кривой 1 (рис. 2). Из рис. 3 видно, что как при увеличении  $I_0(t)$  (передний фронт импульса, правая ветвь кривой), так и при уменьшении (задний фронт импульса, левая ветвь кривой)  $I_t(t)$  нелинейно зависит от  $I_0(t)$ . Максимум  $I_t(I_0)$  достигается при значении  $I_0(t > t_m) < I_{0m}$ , т. е. на заднем фронте импульса. Соответствующая рис. 3 экспериментально установленная динамическая зависимость  $T(I_0)$  изображена на рис. 2 штриховой кривой 6, начало ко-

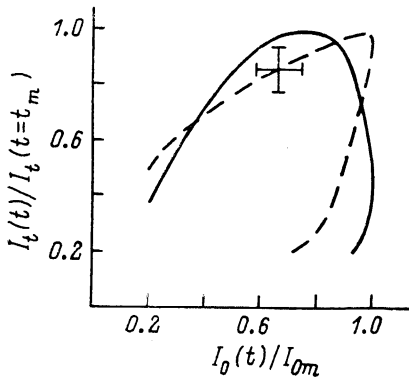


Рис. 3. Динамическая зависимость интенсивности излучения, прошедшего сквозь образец.

Штриховая линия — эксперимент, сплошная — расчет по формуле (8). Обе кривые нормированы по максимуму.

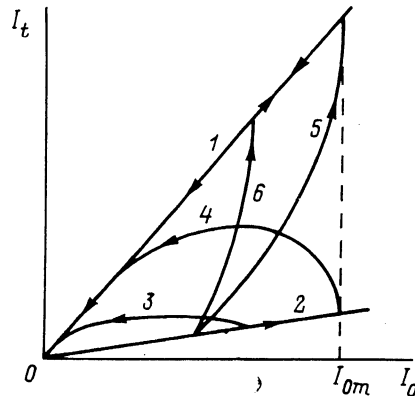


Рис. 4. Качественный вид динамических зависимостей  $I_t(t)$  от  $I_0(t)$ .

1, 2 — линейное поглощение ( $l-K=K_B$ ,  $2-K=K_B$ ); 3 —  $t_l > t_m$ ,  $d=d(\varepsilon_0)$ ; 4 —  $t_l = t_m$ ,  $d < d(\varepsilon_0)$ ; 5 —  $t_l < t_m$ ,  $d = d_{t_m}$ ; 6 —  $t_l < t_m$ ,  $d < d_{t_m}$ .

торой отвечает самой нижней точке. Видно, что просветление растет с течением времени как на переднем, так и на заднем фронтах импульса. То же самое показывает и теоретическая кривая (сплошная линия).

Аналогичные динамические зависимости  $I_t(I_0)$  получены и для других значений  $I_{0m}$ . По ним рассчитаны кривые 2—8 пропускания  $T(I_0)$ , представленные на том же рис. 2. Для значений  $I_{0m} < 1.5 \cdot 10^5$  Вт/см<sup>2</sup> просветление отсутствует. При  $1.5 \cdot 10^5 < I_{0m} < 4.2 \cdot 10^5$  Вт/см<sup>2</sup> просветление возникает на заднем фронте импульса (кривые 2, 3). На переднем фронте импульса с увеличением мгновенной интенсивности  $I_0(t)$  пропускание не зависит от  $I_0$  вплоть до значения  $I_{0m}$ . С увеличением  $I_{0m}$  начало роста  $T(I_0)$  сдвигается к максимуму интенсивности излучения, падающего на образец. Для больших интенсивностей  $I_{0m} > 4.2 \cdot 10^5$  Вт/см<sup>2</sup> рост пропускания начинается на переднем фронте импульса и продолжается на его заднем фронте (кривые 4—6). Для  $I_{0m} \approx 1.5 \times 10^6$  Вт/см<sup>2</sup> (кривая 7) просветление начинается на переднем фронте импульса, и при  $t \approx t_m$  образец просветляется по всей толщине. На заднем фронте  $T$  не зависит от  $I_0(t)$ . При дальнейшем увеличении  $I_{0m}$  просветление начинается и заканчивается на переднем фронте импульса (кривая 8). Для  $I_{0m} > 3 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup> просветление заканчивается при  $I_0(t) < 0.2 I_{0m}$ , поэтому на протяжении всей длительности импульса  $T$  практически не зависит от  $I_0(t)$ .

Таким образом, имеет место последовательное изменение динамических зависимостей  $I_t(I_0)$  и  $T(I_0)$ . С увеличением амплитуды лазерного импульса фиксированной длительности проявляется пороговый характер просветления. Уровень его определяется поглощенной энергией излучения в течение всего импульса. Существует также значение поглощенной энергии, при котором пропускание достигает максимальной величины, т. е. наступает эффект насыщения.

Просветление не связано со значением амплитуды электромагнитного поля в данный момент времени, так как на протяжении длительности лазерного импульса оно растет и при ее убывании. В условиях выполненного эксперимента величина поглощенной энергии определяет также концентрацию неравновесных носителей заряда, поскольку измеренное характерное время релаксации  $\tau$  фототовета превышает длительность импульса ( $t_n \approx 20$  нс;  $\tau \approx 30-1000$  нс для различных образцов и не зависит от интенсивности излучения, в том числе и на участке быстрого возрастания пропускания с ростом  $I_{0m}$ ).

*Анализ динамики просветления.* Проанализируем наблюдаемые особенности динамики просветления в модели зависимости коэффициента поглощения от концентрации фотовозбуждений. В результате поглощения света образцом электроны и дырки могут находиться как в связанных состояниях на определенных центрах или в виде экситонов, так и в свободных состояниях. Обмен между этими состояниями предполагается достаточно интенсивным, поэтому неравновесную электронно-дырочную систему можно описать введением единой концентрации фотовозбуждений  $n$ . Предполагается равенство нулю среднего заряда (квазинейтральность). Задача решается для случая однородной засветки передней поверхности образца, что позволяет ограничиться рассмотрением одномерных распределений концентрации фотовозбуждений  $n(x, t)$  и интенсивности света  $I(x, t)$ , описываемых уравнениями

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{K(n)}{\hbar\omega} I(x, t), \quad \frac{\partial I}{\partial x} = -K(n) I(x, t), \quad (1)$$

где  $x$  — координата в направлении распространения света,  $K$  — коэффициент поглощения.

Начальные и граничные условия таковы:  $n(x, t=0)=0$ ;  $I(x=0, t)=(1-R)I_{0m}f(t) \equiv (1-R)I_0(t)$ ;  $f(t=0)=0$ ;  $R$  — коэффициент отражения;  $f(t)$  — функция, описывающая форму лазерного импульса.

Процессы рекомбинации и диффузии, не учтенные в (1), при достаточно малой длительности лазерного импульса не существенны для промежутков времени  $\Delta t \leq t_n$ , если выполняются неравенства  $t_n \ll \tau$ ,  $\sqrt{D}t_n \ll K^{-1}$ . Для использованных образцов в условиях проведенных экспериментов коэффициент биполярной диффузии  $D=3.6$  см<sup>2</sup>/с,  $K_n=105$  см<sup>-1</sup>,  $K_p=428$  см<sup>-1</sup>, и приведенные неравенства хорошо выполняются для  $t_n$  порядка нескольких десятков наносекунд.

Уравнения (1) интегрируются с произвольной функцией  $K(n)$ :

$$\int_{n(0,t)}^{n(x,t)} \frac{dn'}{K(n')n'} = -x, \quad I(x, t) = (1-R)I_0(t) \exp \left[ -\int_0^x K(x', t) dx' \right]. \quad (2)$$

Величина  $n(0, t)$  определяется из уравнения

$$\hbar\omega \int_0^{n(0,t)} \frac{dn'}{K(n')} = (1-R)I_{0m}J(t) \equiv \mathcal{E}(t), \quad J(t) = \int_0^t f(t') dt', \quad (3)$$

где  $\mathcal{E}(t)$  — удельная (в расчете на единицу площади) интегральная энергия падающего излучения.

Рассмотрим далее модель предельно резкой зависимости коэффициента поглощения  $k(n)$ , в которой он изменяется скачком, если  $n$  достигает критической величины  $n=n_c$ . Таким образом,

$$K_n = \begin{cases} K_n, & n < n_c; \\ K_p, & n > n_c. \end{cases} \quad (4)$$

Введем два момента текущего времени —  $t=t_l$  и  $t=t_h$ , для которых  $n$  становится равным  $n_c$  на поверхностях  $x=0$  и  $x=d$  соответственно. При  $t_l < t < t_h$   $n=n_c$  в плоскости  $x=x_c(t)$ , разграничивающей области сильного ( $K=K_n$ ) и слабого ( $K=K_p$ ) поглощения. Образовавшийся фронт просветления распространяется от освещенной к противоположной поверхности образца [ $0 \leq x_c(t) \leq d$ ].

Распределение интенсивности излучения в образце на временном интервале  $t_l \leq t \leq t_h$  имеет вид

$$I(x, t) = (1 - R) I_0(t) \exp(-K_n x), \quad 0 \leq x \leq x_c(t);$$

$$I(x, t) = (1 - R) I_0(t) \exp\{-K_n x_c(t) - K_n [x - x_c(t)]\}, \quad x_c(t) \leq x \leq d.$$

За пределами указанного интервала  $I(x, t) = (1 - R) I_0(t) \exp(-Kx)$ , где  $K = K_n$  при  $t < t_l$  и  $K = K_n$  при  $t > t_h$ . Из условия  $n[x = x_c(t), t] = n_c$  для движения фронта просветления  $x_c(t)$  получаем интегральное уравнение

$$\{\exp[K_n x_c(t)] - 1\} J(t_l) = \int_{t_l}^t f(t') \exp[(K_n - K_n) x_c(t')] dt'. \quad (5)$$

Решение (5) с начальным условием  $x_c(t_l) = 0$  имеет вид

$$x_c(t) = K_n^{-1} \ln \left\{ 1 + \frac{K_n}{K_n} \left[ \frac{\mathcal{E}(t)}{\mathcal{E}_l} - 1 \right] \right\}, \quad (6)$$

где  $\mathcal{E}_l = \mathcal{E}(t = t_l)$  — минимальная энергия, соответствующая началу просветления  $[x_c(t_l) = 0]$ . В частности, полагая  $x_c(t_h) = d$ , находим, что  $t_l$  и  $t_h$  связаны соотношением

$$J(t_h) = \left[ 1 + \frac{K_n}{K_n} (e^{K_n d} - 1) \right] J(t_l) \equiv A J(t_l). \quad (7)$$

Полученные выражения позволяют определить временную эволюцию интенсивности прошедшего через образец излучения и коэффициента пропускания в ходе лазерного импульса. При  $t < t_l$  или  $t > t_h$   $T(t) = (1 - R) \exp(K_n d) \equiv T_{n, n} = \text{const}$ . При  $t_l \leq t \leq t_h$

$$T(t) = T_n \left\{ 1 + \frac{K_n}{K_n} \left[ \frac{\mathcal{E}(t)}{\mathcal{E}_l} - 1 \right] \right\}^{\frac{K_n - K_n}{K_n}}. \quad (8)$$

Проанализируем качественную картину движения фронта просветления в образце конечной толщины. При фиксированной форме импульса  $I_0(t)$  условия  $n(0, t_l) = n_c$  и  $n(d, t_h) = n_c$  определяют два характерных амплитудных значения интенсивности: а) пороговую интенсивность  $I_{0m} = I_{0m}^{(1)}$ , превышение которой приводит к возникновению фронта просветления у поверхности  $x=0$  в конце импульса излучения; б) интенсивность  $I_{0m} = I_{0m}^{(2)}$ , необходимую для просветления образца по всей толщине за время импульса. Эти значения соответственно равны

$$I_{0m}^{(1)} = I_l \frac{J(t_m)}{J_0}, \quad I_{0m}^{(2)} = I_h \frac{J(t_m)}{J_0}, \quad (9)$$

где  $J_0 = J(t = \infty)$  в соответствии с формулой (3). Для  $I_{l, h}$  имеем

$$I_l = \hbar \omega_0 / (1 - R) K_n J(t_m), \quad I_h = A I_l. \quad (10)$$

При  $I_{0m} = I_l$  ( $I_{0m} = I_h$ ) начало (конец) просветления соответствует моменту времени максимума импульса возбуждения  $t_l = t_m$  ( $t_h = t_m$ ). Для симметричного импульса  $I_{0m}^{(1, 2)} = I_{l, h} / 2$ . Время  $t = t_l$  ( $t = t_h$ ) при  $I_{0m} > I_{0m}^{(1)}$  ( $I_{0m} > I_{0m}^{(2)}$ ) определяется из уравнения

$$J(t_{l, h}) = J(t_m) \frac{I_{l, h}}{I_{0m}}. \quad (11)$$

Для рассматриваемой модели из полученных выражений можно вывести общие закономерности динамики просветления при изменении интенсивности излучения и толщины образца, которые представлены на рис. 4. Прямые 1 и 2 отвечают линейному поглощению с коэффициентами поглощения  $K = K_n$  и  $K = K_n$  соответственно. Кривые 3—6 соответствуют движению фронта просветления в образце. Петли динамических зависимостей изменением масштаба по оси  $I_0$  приведены к единому значению  $I_{0m}$ . Стрелки указывают направление обхода кривых при изменении  $I_0(t)$ . Например, при  $I_{0m} = I_l$  просветление

образца начинается строго в момент времени  $t_i = t_m$  (рис. 4, кривая 4). Соответствующая динамическая зависимость состоит из участка прямой 2, кривой 4, переходящей в участок прямой 1. Для  $I_{0m}^{(1)} < I_{0m} < I_l$  образец начинает просветляться на заднем ( $t_i > t_m$ , рис. 4, кривая 3), а для  $I_{0m} > I_l$  — на переднем ( $t_i < t_m$ , рис. 4, кривые 5, 6) фронтах импульса возбуждения соответственно. Введем характерный размер

$$d(\varepsilon) = K_{\text{в}}^{-1} \ln \left[ 1 + \frac{I_{0m}}{K_{\text{н}}} \left( \frac{\varepsilon}{\varepsilon_l} - 1 \right) \right],$$

равный толщине просветленной области в бесконечно толстом кристалле. Здесь  $\varepsilon$  — удельная интегральная энергия падающего излучения. Просветление образца по всей толщине происходит в момент окончания импульса возбуждения, когда  $d = d(\varepsilon_0)$ , где  $\varepsilon_0$  — полная удельная энергия лазерного импульса. При  $d > d(\varepsilon_0)$  у поверхности  $x=0$  имеется просветленный слой толщиной  $x_{\text{max}} = d(\varepsilon_0)$ . Для  $d < d(\varepsilon_0)$  образец полностью просветляется к моменту времени  $t = t_h$ , после которого реализуется линейный режим пропускания света:  $T(t) = T_{\text{в}}$  (рис. 4, прямая 1). Если просветление начинается на переднем фронте лазерного импульса ( $I_{0m} > I_l$ ), то характерный размер  $d_{i_m} \equiv d(\varepsilon(t_m))$  разграничивает толщины образца, для которых просветление завершается либо на заднем ( $d > d_{i_m}$ , рис. 4, кривая 4), либо на переднем ( $d < d_{i_m}$ , рис. 4, кривая 6) фронте лазерного импульса.

Рассмотрим энергетические соотношения. Удельную пороговую энергию  $\varepsilon_i$  и энергию  $\varepsilon_h = \varepsilon(t_h)$  падающего излучения вычисляем из выражений

$$\varepsilon_i = I_{0m}^{(1)} J_0 = I_l J(t_m), \quad \varepsilon_h = I_{0m}^{(2)} J_0 = I_h J(t_m). \quad (12)$$

Так как  $\varepsilon_h = A \varepsilon_i$ , то превышение  $\varepsilon_h$  над  $\varepsilon_i$  равно  $\Delta \varepsilon = \varepsilon_h - \varepsilon_i = \varepsilon_i (A - 1)$ . Помимо характерных значений энергии падающего излучения введем удельную энергию излучения, поглощенного в образце к моменту времени  $t$ ,

$$E(t) = (1 - R) \int_0^t I_0(t') \left[ 1 - \frac{T(t')}{(1 - R)^2} \right] dt'. \quad (13)$$

Для энергий  $E_{i, h} = E(t = t_{i, h})$  из (8) и (13) получаем

$$E_i = (1 - R) \varepsilon_i (1 - e^{-K_{\text{н}} d}), \quad E_h = (1 - R) \varepsilon_h (A - 1) / A, \quad (14)$$

где  $E_h$  — поглощенная энергия при полном просветлении образца,  $E_h = (1 - R) \Delta \varepsilon$ . При перемещении фронта просветления от поверхности  $x=0$  к поверхности  $x=d$  величина поглощенной энергии

$$\Delta E = E_h - E_i = (1 - R) \varepsilon_i (A - 2 + e^{-K_{\text{н}} d}). \quad (15)$$

*Обсуждение результатов.* Динамические зависимости  $T [I_0(t)]$ ,  $I_f [I_0(t)]$  описываются формулой (8) при заданных параметрах  $K_{\text{в, н}}$ ,  $I_l (I_h)$  и функции  $J(t)$ . Изменяя  $I_{0m}$ , получим семейство таких зависимостей для образца данной толщины. В расчетах использовались следующие численные значения параметров. Коэффициенты поглощения  $K_{\text{в}} = 106 \text{ см}^{-1}$ ,  $K_{\text{н}} = 428 \text{ см}^{-1}$  определялись по пропусканию при высоких и низких интенсивностях излучения с  $\lambda = 724 \text{ нм}$  ( $\hbar \omega = 1.7125 \text{ эВ}$ ). Функция  $J(t)$  вычислялась путем численного интегрирования экспериментальной зависимости огибающей формы лазерного импульса  $f(t) = I_0(t) / I_{0m}$  (рис. 1).

Расчетные зависимости  $T [I_0(t)]$  и  $I_f [I_0(t)]$  для различных значений  $I_{0m}$  изображены на рис. 2 и 3 сплошными линиями. В качестве подгоночного использовался параметр  $I_l$ , численное значение которого  $2.5 \cdot 10^5 \text{ Вт/см}^2$  определялось по наилучшему согласию расчетных и экспериментальных зависимостей  $T [I_0(t)]$  и  $I_f [I_0(t)]$ . Изменение  $I_l$  в пределах  $\pm 20\%$  не ухудшает согласия эксперимента и расчета.

Как видно из рис. 2 и 3, качественная картина поведения экспериментально наблюдаемых динамических зависимостей при изменении  $I_{0m}$  полностью отвечает результатам теоретического анализа.

Расчетная зависимость  $T(I_{0m})$  (рис. 2, кривая 1) получена для тех же значений параметров ( $K_v$ ,  $K_n$  и  $I_l$ ), что и кривые 2—8. На рис. 3 зависимости  $I_t [I_0(t)]$  соответствует плотность энергии лазерного импульса  $\xi_0 = 1.3 \times 10^{-10}$  Дж/мкм<sup>2</sup> [ $I_{0m} = 7.4 \cdot 10^5$  Вт/см<sup>2</sup>,  $\xi(t_m) = 0.65 \cdot 10^{-10}$  Дж/мкм<sup>2</sup>]. С этими значениями плотности энергии находим  $d(\xi_0) = 111$  мкм,  $d_{t_m} = 64.7$  мкм. Для образца толщиной  $d = 100$  мкм получаем  $d_{t_m} < d < d(\xi_0)$ , т. е. образец в ходе импульса полностью просветляется, причем просветление достигается только на заднем фронте импульса.

Используя значение  $I_l = 2.5 \cdot 10^5$  Вт/см<sup>2</sup>, можно вычислить параметры  $I_h = 2.14 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup> [формула (10)],  $I_{0m}^{(1)} = 1.25 \cdot 10^5$  Вт/см<sup>2</sup>,  $I_{0m}^{(2)} = 1.07 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup> [формула (9)]. Используемый в настоящей работе метод измерения  $I_t$ ,  $I_0$  и обработки результатов эксперимента позволяет определить только верхнюю границу параметров  $I_{0m}^{(1)} = 1.5 \cdot 10^5$  Вт/см<sup>2</sup>,  $I_l = 4.2 \cdot 10^5$  Вт/см<sup>2</sup> и нижнюю границу параметров  $I_{0m}^{(2)} = 7.4 \cdot 10^5$  Вт/см<sup>2</sup>,  $I_h = 1.5 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>.

Воспользовавшись (12)—(14), вычислим характерные удельные энергии. Пороговая энергия  $\xi_l = 2.2 \cdot 10^{-11}$  Дж/мкм<sup>2</sup>. Энергия излучения, необходимая для полного просветления образца,  $\xi_h = 1.9 \cdot 10^{-10}$  Дж/мкм<sup>2</sup>. Энергия, расходуемая на перевод образца в просветленное состояние,  $E_h = 1.3 \cdot 10^{-10}$  Дж/мкм<sup>2</sup>. Энергия  $\xi_l$  [см. (12)] определяется свойствами полупроводника и излучения и не зависит от  $d$ . Зная  $\xi_l$ , можно вычислить все остальные характерные энергии для образца произвольной толщины. В частности, выше приведены эти значения для образца толщиной 100 мкм, у которого изменение пропускания  $T_v/T_n = 25$ . При меньшем изменении пропускания, например,  $T_v/T_n = \exp(d\Delta k = 1)$ , толщина образца равна 30 мкм. В этом случае  $\xi_h = 5.6 \cdot 10^{-11}$  Дж/мкм<sup>2</sup>,  $E_h = 2.8 \cdot 10^{-11}$  Дж/мкм<sup>2</sup>.

Оценим минимальное значение характерных энергий, соответствующих наименьшей площади сечения светового пучка, определяемой дифракционной расходимостью ( $S = \pi\lambda^2/4n_0$ , где  $n_0$  — показатель преломления). Для  $\lambda = 724$  нм,  $n_0 = 2.55$  получаем  $S = 6.33 \cdot 10^{-2}$  мкм<sup>2</sup>, тогда  $S\xi_h = 3.6 \cdot 10^{-12}$  Дж,  $SE_h = 1.7 \times 10^{-12}$  Дж. Величину  $\xi_h$  можно сравнить с плотностью энергии, необходимой для просветления, при реализации других известных локальных механизмов, например эффекта Бурштейна—Мосса. Для такого же просветления, т. е. при  $d\Delta k \approx 1$ , в GaAs при 4.2 К для  $\hbar\omega - E_g = 10$  мэВ ( $E_g$  — ширина запрещенной зоны) необходима плотность энергии  $\xi_h = 10^{-11}$  Дж/мкм<sup>2</sup> [6].

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Кулиш Н. Р., Лисица М. П., Мазниченко А. Ф. — ФТП, 1978, т. 12, в. 5, с. 987—990.
- [2] Кулиш Н. Р., Мазниченко А. Ф., Малыш Н. И., Булах Б. М. — УФЖ, 1983, т. 28, в. 10, с. 1553—1555.
- [3] Лисица М. П., Кулиш Н. Р., Малыш Н. И., Булах Б. М. — ФТП, 1987, т. 21, в. 2, с. 353—355.
- [4] Лисица М. П., Кулиш Н. Р., Мазниченко А. Ф., Булах Б. М. — ФТП, 1982, т. 16, в. 2, с. 274—277.
- [5] Лисица М. П., Кулиш Н. Р., Малыш Н. И., Булах Б. М. — ФТП, 1985, т. 19, в. 8, с. 1399—1404.
- [6] Minot C., Chavignon J., Le Person H., Oudar J. L. — Sol. St. Commun., 1984, v. 49, N 2, p. 141—143.

Институт полупроводников  
АН УССР  
Киев

Получена 21.04.1987  
Принята к печати 25.11.1987