

УДК 537.311.33

ПРОЦЕССЫ ФОТОВОЗБУЖДЕНИЯ И РЕКОМБИНАЦИЙ В ШИРОКОЗОННЫХ ДИЭЛЕКТРИКАХ В УСЛОВИЯХ РОЖДЕНИЯ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ

С. В. Гарнов, А. С. Епифанов, С. М. Климентов, А. А. Панов,
Э. М. Шахвердиев

Проведен теоретический анализ кинетической модели двухфотонного лазерного возбуждения неравновесных носителей в широкозонных диэлектриках с учетом процессов ионизации примесей, различных типов рекомбинации и рождения радиационных дефектов. Приводится сравнение с экспериментальными результатами по лазерной фотопроводимости щелочно-галогидных кристаллов.

В последнее время значительное внимание уделяется исследованию процессов лазерного радиационного образования дефектов в щелочно-галогидных кристаллах (ЩГК) (см., например, [1-3]). Интерес к этим процессам во многом определяется ролью дефектов в широко обсуждаемых механизмах лазерного разрушения оптических материалов [4, 5]. Так, например, радиационные дефекты могут быть источниками «затравочных» электронов при зарождении лавинной ударной ионизации или, наоборот, служить весьма эффективными ловушками.

Изучению свойств свободных носителей в ЩГК посвящена экспериментальная работа [6], в которой приведены результаты исследования фотопроводимости наведенной УФ лазерным излучением в наносекундном диапазоне длительности импульса. В наиболее интересном случае, когда возможна двухфотонная ионизация ионов решетки (т. е. когда $2\hbar\omega > E_g$, где $\hbar\omega$ — энергия фотона лазерного излучения, E_g — ширина запрещенной зоны кристалла),¹ основные результаты [6] сводятся к следующему.

1) Существуют три характерных участка в зависимости $n_e(J)$ концентрации свободных электронов от интенсивности излучения: линейный при низких интенсивностях $J \leq 5 \cdot 10^4$ Вт/см²; сверхлинейный, близкий к квадратичному, при средних интенсивностях; вновь линейный участок при высоких интенсивностях $J \geq 5 \cdot 10^6$ Вт/см².

2) Имеет место эффект необратимого возрастания сигнала фотопроводимости (в десятки раз) при низких интенсивностях после облучения УФ излучением высокой интенсивности, причем возникновение этой своеобразной оптической «памяти» однозначно коррелирует с выходом зависимости $n_e(J)$ на второй линейный участок; в этой же области интенсивностей появляется окраска кристалла в результате радиационного рождения дефектов.

3) После облучения образцов УФ лазерным излучением высокой интенсивности устанавливается единая линейная зависимость сигнала фотопроводимости от интенсивности излучения во всем исследованном диапазоне изменения J (насыщение «памяти»).

¹ Это соотношение выполняется, например, при воздействии на кристаллы NaCl, KCl излучения с длиной волны $\lambda=0.27$ мкм, а на кристаллы KBr, KI — уже с $\lambda=0.35$ мкм.

Приведенные результаты показывают, что двухфотонная ионизация является основным механизмом рождения свободных носителей при средних и высоких интенсивностях ($J \geq 5 \cdot 10^4$ Вт/см²), а также указывают на существенную роль квадратичной рекомбинации в области высоких интенсивностей ($J \geq 5 \cdot 10^6$ Вт/см²). Эти выводы подтверждаются результатами работы [7], где изучалось поглощение УФ излучения в ШГК оптоакустическим методом. Возникновение оптической «памяти» можно объяснить ионизацией при низких интенсивностях вновь созданных радиационных дефектов. Однако при этом возникает следующее осложнение. Так как при малых интенсивностях при обратном проходе сигнал фотопроводимости должен определяться вероятностью ионизации вновь созданных центров, их концентрацией и временем линейной рекомбинации (эксперимент указывает на то, что по крайней мере на обратном проходе время линейной рекомбинации меньше длительности импульса), а при больших — скоростью двухфотонного рождения электронно-дырочных пар и сечением квадратичной рекомбинации, то непонятно, почему существует своего рода предельная, линейная во всем диапазоне интенсивностей, зависимость $n_c(J)$.

В настоящей работе мы покажем, что корректный анализ кинетических уравнений, описывающих двухфотонное рождение носителей, ионизацию дефектов, линейную и квадратичную рекомбинацию, позволяет ответить на этот вопрос и с единых позиций адекватно описать всю совокупность экспериментальных результатов.

1. Физическая модель

Нашей непосредственной задачей будет составление максимально простой для анализа системы кинетических уравнений, вместе с тем правильно описывающей существенные процессы. В связи с этим рассмотрим кратко процесс образования радиационных дефектов в ШГК (см., например, [2, 3]) под воздействием интенсивного УФ лазерного излучения. При переходе электрона из валентной зоны в зону проводимости дырка за очень короткие времена $\sim 10^{-13}$ с локализуется на ковалентной связи между ближайшими галоидными ионами, образуя так называемый V_K -центр. Этот процесс мы будем считать мгновенным, не делая различия в кинетических уравнениях между собственной дыркой и V_K -центром и обозначая их общую концентрацию n_d . Автолокализованная дырка (V_K -центр) является необычайно эффективным центром рекомбинации. В работе [5] приводится оценка сечения захвата электрона на V_K -центр $\sigma \geq 2 \cdot 10^{-14}$ см², а в [8] $\sigma \approx 4 \cdot 10^{-13}$ см². Именно аномально большое значение σ приводит к существенной роли квадратичной рекомбинации уже при относительно невысоких (10^{13} — 10^{14} см⁻³ в наносекундном диапазоне длительности импульса) концентрациях.

При захвате электрона V_K -центром образуется автолокализованный экситон. Первичные дефекты (френкелевские пары F - и H -центров), по мнению большинства исследователей, начинают свое образование от одного из возбужденных состояний автолокализованного экситона.

При возбуждении лазерными импульсами пикосекундного диапазона первичные дефекты образуются в непосредственной близости друг от друга, поэтому вероятность их рекомбинации велика и доля относительно долгоживущих центров оказывается малой [1].

Ситуация коренным образом меняется при возбуждении образцов импульсами наносекундного диапазона. Доля «выживающих» F -центров оказывается существенно больше, о чем свидетельствует весьма стабильная в темноте интенсивная окраска кристаллов. На наш взгляд, это различие объясняется ионизацией F -центров, играющей важную роль при длительности лазерного импульса $\sim 10^{-8}$ с, когда дефектообразование идет в присутствии интенсивного электромагнитного поля, а его характерные времена оказываются лишь незначительно короче времени жизни F -центра относительно ионизации. Так как для рекомбинации вакансии

(«ионизованного центра») с H -центром существует очевидный энергетический барьер, доля долгоживущих некоррелированных дефектных пар оказывается значительно выше.

Для объяснения экспериментальных результатов, приведенных выше, недостаточно учитывать лишь ионизацию вновь создаваемых дефектов; имея в виду насыщение «памяти», необходимо принять во внимание укорачивание времени жизни электронов зоны проводимости вследствие их захвата на образующиеся дефекты. Роль центров захвата могут играть как F -, так и H -центры. При решении кинетических уравнений мы на будем детализировать, какие именно центры в этом отношении оказываются наиболее эффективными.

При обесцвечивании образцов интенсивным светом в области поглощения F -центров первоначальные центры окраски разрушаются, но полного залечивания дефектной структуры, как показывают экспериментальные результаты, не происходит. К настоящему времени остается открытым вопрос о природе новых, стабильных в условиях интенсивного освещения, центров.² Тот экспериментальный факт, что сигнал фотопроводимости после интенсивной обесцвечивающей засветки образцов изменяется незначительно, позволяет нам в дальнейшем не делать различий между первоначальными и вторичными центрами ионизации и захвата.

Проведенное обсуждение позволяет записать систему кинетических уравнений в следующем виде:

$$\begin{aligned} dn_e/dt &= \tau^{(2)} J^2 n_v + \sigma^{ef} J n_d + \sigma^{ex} J n_{ex} + \sigma^1 J n_1 - \sigma v n_e n_h - \sigma_2 v n_e n_2 - n_e/\tau_e, \\ dn_h/dt &= \sigma^{(2)} J^2 n_v + \sigma^{ex} J n_{ex} - \sigma v n_e n_h, \\ dn_{ex}/dt &= \sigma v n_e n_h - \delta_1 n_{ex} - \delta_2 n_{ex} - \sigma^{ex} J n_{ex}, \\ dn_1/dt &= \eta' \delta_2 n_{ex} - \sigma^1 J n_1, \\ dn_2/dt &= \eta' \delta_2 n_{ex} - \sigma_2 v n_e n_2, \\ dN'/dt &= \eta' \delta_2 n_{ex}, \quad n_v \approx \text{const}, \\ n_e(t=0) &= n_h(t=0) = n_1(t=0) = n_2(t=0) = 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где n_p — концентрация валентных электронов, $\approx 2.1 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ [5]; n_d — концентрация дефектов в необлученном кристалле; N' — концентрация пар дефектов n_1, n_2 ; n_{ex} — концентрация автолокализованных экситонов; v — эффективная скорость электронов по отношению к захвату, $\approx 10^7 \text{ см/с}$; σ^{ex} — сечение ионизации автолокализованных экситонов; $\sigma_1^{-1}, \delta_2^{-1}$ — времена жизни автолокализованного экситона соответственно без образования и с образованием радиационных дефектов; η', η — доля «выживающих» радиационных дефектов и та же величина с учетом бездефектного канала рекомбинации экситонов; $\eta = \eta' \delta_2 (\delta_1 + \delta_2)^{-1} \approx 0.2 \div 0.3$. Остальные обозначения и оценки основных параметров приведены в таблице.

Мы исключим из рассмотрения экситонные состояния, считая, что установление квазистационарного состояния в существенном канале экситонной подсистемы происходит достаточно быстро ($\delta_2 > 10^{10} \text{ с}^{-1}$) и сделаем фактически несущественное предположение, что $\sigma^{ex} J \ll \delta_1 + \delta_2$. Тогда $n_{ex} \approx \sigma v n_e n_h (\delta_1 + \delta_2)^{-1}$, а членами $\sigma^{ex} J n_{ex}$ можно пренебречь (учет их сводится к переобозначению некоторых параметров, так как в системе сохраняются члены, играющие аналогичную роль).

При качественном анализе решений системы кинетических уравнений мы будем считать временную форму импульса прямоугольной. Как показывают численные расчеты, учет реальной формы импульса не приводит к сколько-нибудь существенным различиям в результатах.

Для дальнейшего удобно перейти к безразмерным величинам. Безразмерное время по отношению к физическому вводится соотношением $t_{\text{физ}} = \tau_e t$. Введем опорные интенсивность

$$J_0 = \tau_e^{-1} (\sigma^{(2)} n_v \sigma v)^{-1/2} \quad (2)$$

² Л. Нистор и В. Теодореску (Бухарестский центральный институт физики, Румыния) высказали предположение, что стабильными в условиях освещения центрами могут быть F -центры, локализованные вблизи дислокации в кристалле.

Список обозначений и оценки основных параметров

Физическая величина	Соответствующие безразмерные величины		
Сечение захвата электрона автолокализованной дыркой σ , см ²	$2 \cdot 10^{-14}$	1	1
Сечение захвата на образовавшиеся радиационные центры σ_2 , см ²	$10^{-15} - 10^{-19}$	β	$5 \cdot 10^{-6} - 5 \cdot 10^{-2}$
Время линейной рекомбинации электронов τ_e , с	$10^{-7} - 10^{-10}$	1	1
Сечение двухфотонной ионизации валентных электронов $\sigma^{(2)}$, см ⁴ ·с/Дж ²	10^{-11}	1	1
Сечение ионизации образовавшихся центров σ^1 , см ²	$10^{-17} - 10^{-21}$	ϵ	$10^{-4} - 1$
Интенсивность падающего лазерного излучения J , Вт/см ²	$5 \cdot 10^3 - 5 \cdot 10^8$	ξ	$10^{-3} - 10^2$
Сечение ионизации дефектов, присутствующих в необлученном образце σ^{ef} , см ²	$10^{-17} - 10^{-19}$	A	$10^{-3} - 10^{-1}$
Концентрация электронов зоны проводимости n_e , см ⁻³	$10^9 - 10^{16}$	x_e	$10^{-4} - 10^3$
Концентрация дырок n_h , см ⁻³	$10^8 - 10^{14}$	x_h	$10^{-5} - 10^1$
Концентрация новых (радиационных) центров ионизации n_1 , см ⁻³	$3 \cdot 10^7 - 3 \cdot 10^{17}$	x_1	$3 \cdot 10^{-6} - 3 \cdot 10^4$
Концентрация новых (радиационных) центров захвата n_2 , см ⁻³	$3 \cdot 10^7 - 3 \cdot 10^{17}$	x_2	$3 \cdot 10^{-6} - 3 \cdot 10^4$

и концентрацию

$$n_0 = (\tau_e \sigma \nu)^{-1} \quad (3)$$

и обозначим $\xi = J/J_0$ — безразмерную интенсивность, $x = n/n_0$ — безразмерные концентрации,

$$\beta = \sigma_2/\sigma, \quad \gamma = \beta \epsilon^{-1}, \quad \epsilon = \sigma^1 (\sigma^{(2)} n_0 \sigma \nu)^{-1/2}, \quad A = n_d \sigma^{ef} \tau_e (\sigma \nu)^{1/2} (\sigma^{(2)} n_0)^{-1/2}.$$

Система кинетических уравнений (1) принимает вид

$$\begin{aligned} dx_e/dt &= \xi^2 - x_e x_h + \epsilon \xi x_1 - \beta x_e x_2 + A \xi - x_e, \\ dx_h/dt &= \xi^2 - x_e x_h, \quad dx_1/dt = \eta x_e x_h - \epsilon \xi x_1, \quad dx_2/dt = \eta x_e x_h - \beta x_e x_2. \end{aligned} \quad (4)$$

Список обозначений и оценки основных параметров также приведены в таблице.

По смыслу (см. [9]) J_0 — интенсивность, а n_0 — концентрация электронов в зоне проводимости, при которых сравниваются времена линейной и квадратичной рекомбинации $J_0 \approx 5 \cdot 10^6$ Вт/см², $n_0 \approx 10^{13}$ см⁻³ [6].

Допустим, что центры ионизации и захвата образовались с концентрациями x_1 и x_2 соответственно; тогда при низких интенсивностях должно быть

$$x_e = (A \xi + \epsilon \xi x_1) (1 + \beta x_2)^{-1}. \quad (5)$$

«Память», очевидно, возникает, если $\epsilon x_1 > A$, и насыщается, если $\beta x_2 > 1$. В условиях насыщения памяти при обратном проходе при низких интенсивностях получаем

$$x_e = \epsilon \beta^{-1} \xi x_1 x_2^{-1}, \quad (6)$$

так что возрастание сигнала фотопроводимости определяется отношением $\epsilon (3A)^{-1} x_1 x_2^{-1} \gg 1$.

Основная трудность модели, упомянутая выше, может быть сформулирована следующим образом: остается непонятным, почему в условиях насыщения «памяти» экспериментально наблюдается единая линейная зависимость x_e (ξ) во всем диапазоне интенсивностей, которая возможна на первый взгляд, только если $\epsilon x_1 (\beta x_2)^{-1} = 1$. Ясно, что в различных кристаллах ШГК значения кинетических коэффициентов ϵ и β могут изме-

няться в довольно широких пределах и выполнение последнего условия представляется абсолютно неправдоподобным. Более того, в повторных вспышках $x_1 = x_2$, так что речь фактически идет о случайном совпадении величин ε и β , являющихся характеристиками совершенно независимых процессов. Решение указанной проблемы, заключающееся, как мы покажем, в том, что и при высоких интенсивностях при выводе определенных условий концентрация электронов в зоне проводимости определяется отношением $\varepsilon\beta^{-1}\xi$, отнюдь не является тривиальным, так как двухфотонное поглощение, согласно результатам [10], всегда остается доминирующим при достаточно высоких интенсивностях. Это означает, что в системе (4) $\xi^2 \gg \varepsilon\xi x_1$.

2. Анализ кинетических уравнений

В наших условиях при наличии многопараметрической системы уравнений провести анализ зависимости решений от значений кинетических коэффициентов, основываясь только на численных расчетах, не представляется возможным. С другой стороны, столь сложные системы уравнений не допускают хоть сколько-нибудь приемлемых в численном отношении оценок аналитических решений. Поэтому был избран комбинированный метод — получение качественных оценок на основе асимптотических разложений (в нулевом приближении по параметрам разной степени малости) с последующим контролем и уточнением с помощью численных расчетов на ЭВМ.

Анализ решения системы (4) начнем с наиболее важного случая. В интервале интенсивностей, при которых происходит эффективное дефектообразование и возникает оптическая «память», выполняется соотношение $\xi \gg 1$. Это позволяет воспользоваться методом асимптотических разложений решений дифференциальных уравнений (см., например, [11]).

Сначала рассмотрим случай предельно больших интенсивностей

$$\varepsilon\xi \gg 1. \quad (7)$$

Для использования указанного метода в системе (4) сделаем замену переменных

$$u = \xi^{-1}x_1, \quad y = \xi^{-1}x_h, \quad z = \xi^{-1}x_2 - u, \quad x = \xi^{-1}x_e - y - z. \quad (8)$$

Получившуюся при этом систему сначала укорачиваем по $1/\xi \ll 1$, затем по $1/\varepsilon\xi \ll 1$, после чего в нулевом приближении получаем

$$\begin{aligned} x_e &= \xi (\operatorname{th} \xi t - 1 + y_1^{-1}(t) + y_0^{-1}(t) - y_0^{-1}(0)), \\ x_h &= \xi (\operatorname{th} \xi t - 1 + y_1(t) + y_0(t) - y_0(0)), \\ x_1 &\approx x_2 = \eta \varepsilon^{-1} \xi (1 - \exp(-\varepsilon \xi t)). \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь

$$y_0(t) = K_{y_0}^{1/4} (1 + \eta(\gamma\varepsilon)^{-1}, At), \quad (10)$$

$$y_0(0) = (\eta\varepsilon^{-1} + ((\eta\varepsilon^{-1})^2 + 4(1 + \eta^2)^{-1})^{1/2}) (2(1 + \eta^2)^{-1})^{-1}, \quad (11)$$

$$y_0(0) \approx \gamma = \beta\varepsilon^{-1}, \quad \text{если} \quad \varepsilon^2(\eta\beta)^{-1} \ll 1. \quad (12)$$

При условии (12)

$$y_1(t) = K_{y_1}^{y_0(0)} (1, \eta\xi (t - \varepsilon^{-1}\xi^{-1} (1 - \exp(-\varepsilon\xi t)))). \quad (13)$$

Функция $K_{z_1}^{z_2}(r, t)$ удовлетворяет уравнению

$$(1 + rK^2) (dK/dt) = K(z_2 - K), \quad K(0) = z_1. \quad (14)$$

Решение этого уравнения

$$t = (z_2^{-1} + rz_1) \ln \frac{z_2 - z_1}{z_2 - K} + \frac{1}{z_2} \ln \frac{K}{z_1} + r(z_1 - K), \quad (15)$$

очевидно, не допускает обращения. }

Функция $y_0(t)$ описывает переход от промежуточной асимптотики $y_0(0)$ к стационарному решению $y^\infty = A^{-1}$ за время

$$t^{\text{вых}} \approx (1 + \eta(\gamma\varepsilon)^{-1}) A^{-2} \approx \eta(\gamma\varepsilon A^2)^{-1},$$

так как $\eta(\gamma\varepsilon)^{-1} = \eta\beta^{-1} \gg 1$ согласно таблице.

Квазистационарное значение $y_0(0)$ соответствует ожидаемому значению $y_0 \approx \beta\varepsilon^{-1} = \gamma$ (при этом $x_e \approx \varepsilon\beta^{-1}\xi$), если

$$\varepsilon^2 (\eta\beta)^{-1} \ll 1.$$

Будем считать в дальнейшем последнее условие выполненным и $x_1 \approx x_2$. Для численной оценки $t^{\text{вых}} \infty$ примем, что $\varepsilon(\beta A)^{-1} \approx 30$, так что $(A^2)^{-1} \approx \approx \beta^2 \varepsilon^{-2} \cdot 10^3$ (характерное экспериментальное значение), тогда

$$t^{\text{вых}} \infty \approx \eta\gamma\varepsilon^{-1} \cdot 10^3 \gg 10^3$$

с учетом (12). Для длительности импульса в наносекундном диапазоне во всяком случае имеем $t_n < 100$. Таким образом, стационарное решение системы (4) никогда не достигается в реальной ситуации.

Выход на промежуточный квазистационарный уровень $y_0(0)$ описывается функцией $y_1(t)$. Время выхода на это квазистационарное значение

$$t^{\text{вых}} \approx \gamma^{1/2} \xi^{-1} (\eta\varepsilon)^{-1/2}, \quad \gamma > 1, \quad (16a)$$

$$t^{\text{вых}} \approx \xi^{-1} (\eta\varepsilon\gamma)^{-1/2}, \quad \gamma < 1. \quad (16b)$$

Оценки показывают (см. таблицу) $t^{\text{вых}} \approx t_n$.

Таким образом, за время $t \sim \xi^{-1}$ безразмерная концентрация электронов достигает значения $x_e \approx \xi$ ($x_e \approx x_h$), затем за время $t = \xi^{-1} (\eta\varepsilon)^{-1/2} \gamma^{\pm 1/2}$ осуществляется переход на квазистационарное состояние с концентрацией электронов $x_e \approx \varepsilon\beta^{-1}\xi$. И наконец, очень медленно, за время $t \approx \eta(\gamma\varepsilon A^2)^{-1}$, система переходит в стационарное состояние $x_e = \xi A$, $x_h = \xi A^{-1}$ (см. рисунок).

Именно квазистационарное значение концентрации x_e определяет измеряемый сигнал фотопроводимости, так что при сформулированных выше ограничениях действительно оказывается, что концентрация свободных носителей и при высоких интенсивностях определяется величиной $x_e = \varepsilon\beta^{-1}\xi$.

Во многих случаях (см. таблицу) условие (7) не выполняется, даже при предельно достижимых интенсивностях $\xi \sim 10^3$ [6]. Поэтому мы дополнительно проанализировали случай $\varepsilon\xi \ll 1$.

В этом случае между квазистационарными состояниями $x_e \approx \xi$ и $x_e = \xi\gamma^{-1}$ имеется максимум, обусловленный влиянием исходных дефектов (т. е. дефектов, находившихся в необлученном образце). В остальном все выводы остаются без изменения.

Остановимся кратко на физических процессах, определяющих концентрации электронов, дырок и дефектов в различные моменты времени.

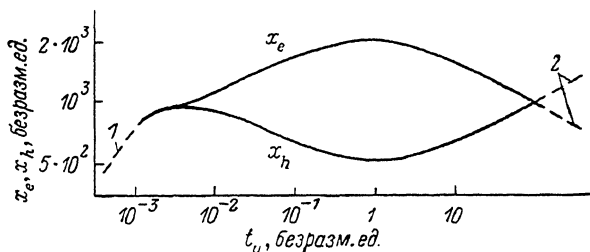
При малых временах $t \ll \xi^{-1}$ основную роль играют двухфотонная ионизация и квадратичная рекомбинация, число дефектов в первом импульсе невелико. Если концентрация новых дефектов растет относительно медленно, то успевают проявить себя первичные дефекты, но так или иначе концентрация электронов зоны проводимости постепенно начинает определяться ионизацией и захватом, связанными с вновь образующимися дефектами. Если преобладает ионизация $\varepsilon > \beta$, то концентрация электронов растет, в противном случае — падает. Важно отметить, что квазистационарная концентрация полностью определяется ионизацией и захватом на дефекты (при сформулированных выше условиях, важнейшим из которых является условие (12)), хотя число рождающихся в результате двухфотонной ионизации ионов решетки электронов всегда больше, чем электронов, ионизованных с новых дефектов. В самом деле, в предельном случае получаем для отношений скоростей ионизации указанных типов.

$$(\varepsilon\xi x_1)\xi^{-2} = \eta < 1.$$

Именно поэтому поглощение остается квадратичным согласно экспериментальным данным [7]. Основным каналом рекомбинации остается квадратичная электрон-дырочная рекомбинация. Такая своеобразная ситуация может возникать из-за сложного взаимодействия электронной и дырочной подсистемы между собой. Пусть, например, после установления квазистационарного состояния $x_e \approx 1$ (т. е. $n_e = n_h \approx n_0$) несколько преобладает ионизация с вновь созданных центров. Сама по себе она вызвала бы лишь незначительное увеличение концентрации электронов, остав-

Численный расчет на ЭВМ.

В двойном логарифмическом масштабе представлены зависимости безразмерных концентраций электронов $x_e = n_e/n_0$ и дырок $x_h = n_h/n_0$ от времени $t_u = t_{\text{физ}}/\tau_e$ в случае предельно больших интенсивностей $\varepsilon \xi > 1$, $\gamma < 1$ при $\xi = 10^3$, $A = 10^{-1}$, $\beta = 10^{-3}$, $\varepsilon = 2 \cdot 10^{-3}$, $\eta = 0.3$. Штриховая линия 1 соответствует тривиальной области $x_e = x_h = \xi^2 t_u$. Штриховые линии 2 обозначают выход на стационарные значения. $x_e^{\text{ст}} = A \xi$; $x_h^{\text{ст}} = \xi A^{-1}$.



ляя неизменной концентрацию дырок. Однако наибольшее увеличение концентрации электронов приводит к уменьшению времени электронной рекомбинации дырок, поэтому концентрация последних начинает уменьшаться что в свою очередь приводит к росту концентрации электронов и т. д. Процесс этот приостанавливается на некотором новом стационарном уровне, когда исчезает причина, породившая его, т. е. когда ионизация дефектов компенсируется захватом на них. Это оказывается возможным, так как концентрация центров захвата x_2 сама зависит от концентрации электронов зоны проводимости.

Таким образом, полученные выше результаты позволяют объяснить экспериментальный факт единой линейной зависимости после дефектообразования, если выполняется условие (12).

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Kabler M. N., Williams R. T. // Phys. Rev. B. 1978. V. 18. N 4. P. 1948—1960.
- [2] Луцик Ч. Б., Витол И. К., Эланго М. А. // УФН. 1977. Т. 122. № 2. С. 223—251.
- [3] Луцик А. Ч., Луцик Ч. Б. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 5. С. 1360—1367.
- [4] Brost G., Bräunlich P., Kelly P. // Phys. Rev. B. 1984. V. 30. N 8. P. 4675—4683.
- [5] Jones Scott C., Shen X. A., Bräunlich P. F., Kelly P., Epifanov A. S. // Phys. Rev. B. 1987. V. 35. N 2. P. 894—897.
- [6] Горшков Б. Г., Епифанов А. С., Маненков А. А., Панов А. А. // ЖЭТФ. 1981. Т. 81. № 4. С. 1423—1434.
- [7] Горшков Б. Г., Дорожкин Л. М., Епифанов А. С., Маненков А. А., Панов А. А. // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. № 1. С. 21—29.
- [8] Дейч Р. Г., Красаускас В., Пискарскас А. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 5. С. 1600—1602.
- [9] Гарнов С. В., Епифанов А. С., Климентов С. М., Панов А. А., Шахвердиев Э. М. // Кр. сообщ. по физике. 1987. № 4. С. 3—5.
- [10] Williams R. T., Klein P. H., Marquardt C. L. // NBS Special Publication. 1977. N 509. P. 481—487.
- [11] Тихошов А. Н., Васильева А. Б., Свешников А. Г. Дифференциальные уравнения. М., 1985. 230 с.

Институт общей физики АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
29 марта 1988 г.