

ПРОЦЕССЫ ГЕНЕРАЦИИ, РЕКОМБИНАЦИИ И ИОНИЗАЦИИ В КРИСТАЛЛАХ КРЕМНИЯ И ГЕРМАНИЯ: КИНЕТИКА НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ

Э. М. Шахвердиев, Э. А. Садыхов

Бакинский государственный университет, 370145, Баку, Азербайджан
(Получена 5 апреля 1993 г. Принята к печати 15 июля 1993 г.)

Исследуется кинетика лазерного возбуждения неравновесных носителей с учетом процессов рекомбинации неравновесных носителей, линейной рекомбинации, образования и ионизации экситонов. Методом асимптотического разложения по малому параметру решений сингулярно возмущенных систем впервые получены асимптотические оценочные формулы для концентрации неравновесных носителей, справедливые во всей области изменения длительности и интенсивности лазерного импульса.

Методом качественного анализа динамических систем определен тип особой точки системы; выяснены пределы изменения интенсивности лазерного импульса, кинетических коэффициентов, когда возможен тот или иной тип (осцилляционный, неколебательный) решения.

Указано на возможность использования асимптотических оценок путем сравнения с результатами экспериментальных исследований, для косвенной и грубой оценки вероятностей (сечений) рекомбинационных, ионизационных процессов.

1. Введение

В работе [1] исследовалось поглощение СВЧ излучения неравновесной электронно-дырочной (ЭД) плазмой в чистых кристаллах Si и Ge при низких температурах (в Si — при $T = 8 \div 15$ К, в Ge — при $T = 4 \div 8$ К): неравновесные ЭД пары создавались излучением He—Ne-лазера непрерывного действия или же при возбуждении образцов импульсным GaAs-лазером. Обнаружено, что СВЧ проводимость образца при достижении некоторых критических значений интенсивности света (~ 1 Вт/см²) и мощности СВЧ излучения (~ 100 мВт) регулярно осциллирует (частота ~ 5 МГц), причем колебания существуют в определенном диапазоне изменения этих величин. По мнению авторов [1], автоколебания плотности плазмы обусловлены ионизационной неустойчивостью экситонов в СВЧ поле. Причиной неустойчивости является рост температуры электронов, нагреваемых СВЧ полем, с увеличением их концентрации при $\omega\tau_r > 1$ (где ω — частота СВЧ излучения, τ_r — время релаксации импульса электрона). В [1] качественная теория динамических систем используется для исследования системы нелинейных кинетических уравнений, учитывающей генерационные, рекомбинационные и ионизационные процессы, где получены условия возникновения автоколебаний в экситон-электронной системе. В настоящей статье вышеотмеченная система кинетических уравнений исследуется в такой области изменения интенсивности лазерного света и мощности СВЧ излучения, где автоколебания не возникают, и получены асимптотические формулы для концентрации электронов и экситонов, справедливые во всей области изменения длительности импульса. Отмечена целесообразность про-

ведения целенаправленных экспериментальных исследований с целью оценки таких важных параметров, как сечения рекомбинационных и ионизационных процессов.

2. Решение системы кинетических уравнений

Следуя авторам работы [1], запишем систему балансных уравнений, описывающую временную эволюцию плотности электронов n и экситонов N в СВЧ поле, в следующей форме:

$$\begin{aligned} \frac{dn}{dt} &= G - \gamma n^2 - \frac{n}{\tau_e} + \gamma N_{cv} e^{-\Phi/T} N + \beta n N, \\ \frac{dN}{dt} &= \gamma n^2 - \frac{N}{\tau_{ex}} - \gamma N_{cv} e^{-\Phi/T} N - \beta n N. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь G — темп фотовозбуждения носителей, γ — коэффициент связывания, τ_e , τ_{ex} — времена жизни электронов и экситонов, N_{cv} — приведенная плотность состояний, Φ — энергия ионизации экситонов, β — коэффициент ударной ионизации экситонов, зависящий от температуры электронов T_e ; $\beta \equiv \pi a_{BVe}^2 \times \exp(-\Phi/T_e)$; a_B — боровский радиус, v_e — тепловая скорость электронов.

Для анализа системы (1) удобно перейти к уравнениям в безразмерных переменных $x = \gamma \tau_{ex} n$, $y = \gamma \tau_{ex} (n + N)$, $\tau = t/\tau_{ex}$. В итоге получим

$$\begin{aligned} \frac{dx}{d\tau} &= g - [1 + R(x)] x^2 - (r + \rho) x + \rho y + R(x) xy, \\ \frac{dy}{d\tau} &= g - y - (r - 1) x. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $r = \tau_{ex}/\tau_e$, $g = G\gamma\tau_{ex}^2$, $R = \beta/\gamma$,

$$\rho = \gamma \tau_{ex} N_{cv} \exp(-\Phi/T).$$

Стационарное состояние системы (2):

$$\begin{aligned} x^{st} &= \frac{Rg - r - \rho r}{2(1 + Rr)} + \left[\left(\frac{Rr - r - \rho r}{2(1 + Rr)} \right)^2 + \frac{g(1 + \rho)}{1 + Rr} \right]^{1/2}, \\ y^{st} &= g - (r - 1) x^{st}. \end{aligned} \quad (3)$$

Учитывая, что в дальнейшем нам понадобятся оценки тех или иных физических величин или же их комбинации, здесь мы, опираясь на данные статьи [1], приведем разумные и приемлемые значения ряда параметров для Si и Ge: $G = 10^{21} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$, $r = 5 \cdot 10^{-1} \text{ см}^{-2}$, $\tau_{ex} = 3 \cdot 10^{-6} \text{ с}$, $\gamma = 10^{-3} T^{-2} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$, $\rho \sim 1$, $R(x^{st}) x^{st} \sim 10$, $n = 10^{11} \div 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 20 \div 40 \text{ К}$, $T = 4 \div 20 \text{ К}$, $x^{st} \sim 10^3$, $y^{st} \sim 10^4$.

Как показывает линейный анализ, неколебательное решение системы возможно при выполнении неравенств

$$r > 1,$$

$$\frac{1}{2} \{ 1 + [1 + R(x^{st}) 2x^{st} + R'(x^{st}) x^{st}]^2 + r + \rho - R(x^{st}) y^{st} -$$

$$-R'(x^{st}) x^{st} y^{st} \rangle > \{ [R(x^{st}) x^{st} + \rho] (r-1) \}^{1/2} \quad (4a)$$

или же при выполнении лишь условия

$$r < 1. \quad (4b)$$

Здесь мы приводим решение системы (2) при условии пренебрежения зависимостью R от x . Анализ формулы (3) из [1] для температуры электронов, разогреваемых СВЧ полем в условиях $\omega\tau_r > 1$, показывает, что при выполнении неравенства

$$nT^2 \ll n_0 T_c^2 \quad (5)$$

(здесь $n_0 \cong 4 \cdot 10^9 \text{ T}^3 \text{ см}^{-3}$) зависимостью R от x можно пренебречь.

Для исследования системы (2) мы используем метод асимптотического разложения по малому параметру решений сингулярно возмущенных систем, примененный нами ранее при исследованиях кинетики неравновесных носителей и фотолюминесценции в кислородно-октаэдрических кристаллах [2, 3] и описанный, например, в [4]. Как показывают оценки (см. [1]), во многих случаях безразмерный параметр $g \gg 1$. Малым параметром задачи в этом случае можно считать $g^{-1} \ll 1$. В нулевом приближении по $1/g \ll 1$ легко получить

$$\begin{aligned} x(\tau) &= g \left\{ \frac{qp [1 - e^{-(1+R)(p-q)\tau}]}{q - pe^{-p(1+R)(p-q)\tau}} - \left[-\frac{r+\rho}{2g(1+R)} + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \left(\frac{r+\rho}{2g(1+R)} \right)^2 + \frac{1}{g(1+R)} \right]^{1/2} \right\} + K(\tau), \\ y(\tau) &= g \frac{g(1+R)K^2(\tau) + (r+\rho)K(\tau) - 1}{gRK(\tau) + \rho}. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь p и q — корни квадратного уравнения

$$(1+R)x^2 + \frac{1}{g}(r+\rho)x - \frac{1}{g} = 0, \quad (7)$$

$K(\tau)$ — решение (интеграл) дифференциального уравнения

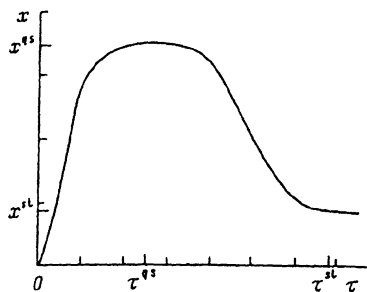
$$\begin{aligned} \frac{dK}{d\tau} [g^2R(R+1)K^2 + 2gp(1+R)K + \rho(r+\rho) + gR] &= \\ = (gRK + \rho) [-K^2(1+rR)g + K(gR - r - \rho r) + 1 + \rho], \quad (8) \\ K(0) &= -\frac{r+\rho}{2g(1+R)} + \left[\left(\frac{r+\rho}{2g(1+R)} \right)^2 + \frac{1}{g(1+R)} \right]^{1/2}. \end{aligned}$$

Анализ полученных выражений показывает, что в начальной области изменения τ $x(\tau) = y(\tau) = g\tau$. В дальнейшем, за времена

$$\tau^{qs} \approx [g(1+R)(p-q)]^{-1} = [(r+\rho)^2 + 4g(1+R)]^{-1/2}, \quad (9)$$

функция $x(\tau)$ выходит из квазистационарного состояния

$$x^{qs} \approx gK(0) \approx \begin{cases} \frac{g}{r+\rho}, & \text{если } \frac{4g(1+R)}{(r+\rho)^2} \ll 1; \\ g^{3/2} \left(\frac{1+\rho}{1+rR} \right)^{1/2} & \text{в противном случае.} \end{cases} \quad (10)$$



Качественный вид зависимости концентрации неравновесных носителей от длительности лазерного импульса $x(\tau)$. τ^{qs} — время достижения квазистационарного уровня x^{qs} , τ^{st} — время выхода на стационарное состояние.

Затем благодаря действию $K(\tau)$ функция $x(\tau)$ из квазистационарного состояния (10) переходит в стационарное (3).

Согласно оценкам, проведенным на основе использования значений величин из [1], выход в квазистационарное состояние происходит в масштабе времени

$$\tau^{qs} \approx [(r + \rho)^2 + 4g(1 + R)]^{-1/2} \ll 1, \quad (11)$$

и стационарное состояние системы достигается при

$$\tau^{st} \approx \frac{1 + R}{1 + rR}. \quad (12)$$

Качественный ход зависимости $x(\tau)$ представлен на рисунке.

3. Обсуждение результатов

Согласно проведенному асимптотическому анализу выражений для концентрации носителей, справедливых во всей области изменения длительности импульса, после начальной области длительности импульса [где поведение $x(\tau; g)$ весьма тривиально] зависимость $x(\tau)$ за времена, много меньшие времени жизни экситона, выходит на квазистационарный уровень x^{qs} , который определяется как рекомбинационными (носителей), так и ионизационными (экситонов) процессами. Согласно (10) и (3) на $x^{qs}(g)$ и $x^{st}(g)$ возможны как линейные, так и нелинейные участки (в зависимости от соотношений между скоростями ионизационных и рекомбинационных процессов). Стационарное состояние для $x(\tau)$ достигается за времена, сравнимые с временем жизни экситона, и может быть реализовано в эксперименте.

Таким образом, в той или иной области зависимости концентраций неравновесных носителей от длительности и интенсивности лазерного импульса существенную роль играют процессы рекомбинации носителей, ионизации экситонов носителями, т. е. изменяя параметры лазерного излучения можно «выявлять» вклад того или иного процесса, и, сравнивая асимптотические оценки (весьма важно, что исследование нестационарной задачи позволяет оценивать времена выхода на квазистационарные и стационарные состояния) с результатами экспериментальных исследований, можно косвенно оценить вероятности (сечения) соответствующих процессов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Б. М. Ашкинадзе, А. В. Субашиев. Письма в ЖЭТФ, 46, 284 (1987).
- [2] Э. М. Шахвердиев. ФТТ, 34, 603 (1992).
- [3] Э. М. Шахвердиев. ФТТ, 34, 2303 (1992).
- [4] А. Н. Тихонов, А. Б. Васильева, А. Г. Свешников. Дифференциальные уравнения. М.: (1985).