

06.3; 07

© 1992

ОБ АБСОРБЦИОННОЙ ОПТИЧЕСКОЙ
БИСТАБИЛЬНОСТИ В УСЛОВИЯХ
СВЕТОИНДУЦИРОВАННОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО
ПОЛЯ ПОЛУПРОВОДНИКА¹

А.И. Г а с н и к о в, Ю.Н. К а р а м з и н,
В.А. Т р о ф и м о в

Как известно, в литературе (см., например, [1]), посвященной исследованию явления оптической бистабильности в полупроводниках, до настоящего времени практически не затрагивался вопрос о влиянии светоиндуцированного электрического поля полупроводника на динамику его переключения из одного состояния в другое. Между тем, оно может существенно изменить как динамику установления стационарного пространственного распределения заряда (а, следовательно, и коэффициент поглощения), так и его время, которое определяет быстроту переключения оптически бистабильного элемента. Поэтому проведение исследований по этому вопросу представляет практический интерес. Ниже сообщается о результатах численного моделирования взаимодействия светового пучка с оптически тонкой полупроводниковой пластиной в условии генерации свободных электронов с примесного уровня, их рекомбинации, нелинейного поглощения, зависящего от концентрации электронов, и влияния светоиндуцированного электрического поля. Показано, что учет последнего приводит как к изменению динамики установления стационарного распределения электронов, так и к увеличению быстродействия и уменьшению контрастности переключения.

Сформулированный механизм взаимодействия в одномерной модели описывается следующей системой безразмерных уравнений [2]:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = -\gamma(N-n), \quad \frac{\partial N}{\partial t} = G-R, \quad 0 \leq x \leq 1, \quad t > 0,$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G-R+D \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\partial n}{\partial x} - \mu n \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right]. \quad (1)$$

с граничными условиями для полупроводниковой пластинки, не помещенной во внешнее электрическое поле, и начальными условиями

¹Результаты работы докладывались на XIУ Международной конференции по когерентной и нелинейной оптике (Санкт-Петербург, сентябрь, 1991 г.).

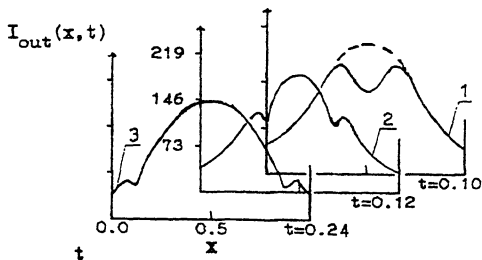


Рис. 1. Профили интенсивности выходного излучения I_{out} в моменты времени $t=0.10$ (кривая 1), $t=0.12$ (кривая 2), $t=0.24$ (кривая 3). Пунктирной линией показан установившийся профиль интенсивности входного излучения. Параметры задачи: $\mathcal{D} = 10^{-6}$, $\mu = 0$.

$$\left. \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right|_{x=0,1} = \left. \frac{\partial n}{\partial x} \right|_{x=0,1} = 0, \quad n \Big|_{t=0} = N \Big|_{t=0} = n_0. \quad (2)$$

В (1, 2) φ – потенциал электрического поля, измеряемый в единицах так называемого [2] теплового потенциала, x – поперечная координата, нормированная на размер полупроводниковой пластинки, y – отношение возможной концентрации ионизированных доноров к характерной для данной температуры концентрации, N – доля ионизированных доноров ($0 \leq N \leq 1$), n – безразмерная концентрация свободных электронов, t – время, измеряемое в единицах времени рекомбинации. Функция \mathcal{G} описывает фотогенерацию электронов, и она равна

$$\mathcal{G} = \delta(n, N) I(x, t) = (1-N) \exp(-\sigma^*(n-n^*)) I_0 f(t) \exp((x-0.5)^2/a^2). \quad (3)$$

Функция R описывает рекомбинацию процесса, которая в данной работе, для определенности, выбирается в виде

$$R = (nN - n_0^2). \quad (4)$$

Здесь I_0 – безразмерное значение максимальной интенсивности $I(x, t)$, а – отношение радиуса пучка к ширине пластины, $f(t)$ – форма светового импульса, σ^* , n^* – положительные константы. Заметим, что первый множитель коэффициента поглощения $\delta(n, N)$ учитывает насыщение поглощения, второй аппроксимирует встречающуюся в литературе (см., например, [3–5]) его зависимость от n , n_0 – равновесное значение концентрации электронов. Следует также отметить, что коэффициент \mathcal{D} в (1) равен отношению времени релаксации электронов ко времени их диффузии, параметр μ равен либо 1 – из-за выбранной нормировки по-

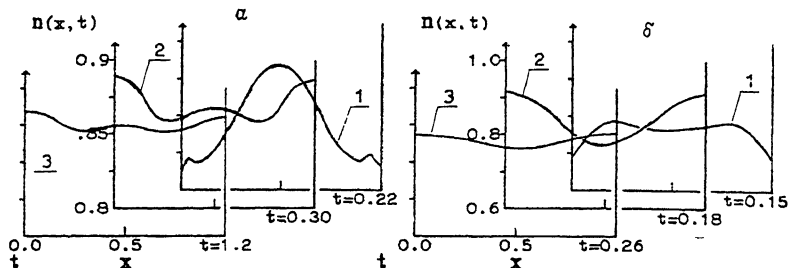


Рис. 2. Профили концентрации электронов n в различные моменты времени.

а) $n(x, t)$ при $t=0.22$ (кривая 1), при $t=0.30$ (кривая 2), при $t=1.2$ (кривая 3). Параметры задачи: $\mathcal{D}=0.05$, $\mu=1$, $\gamma=1$.
 б) $n(x, t)$ при $t=0.15$ (кривая 1), $t=0.18$ (кривая 2), $t=0.26$ (кривая 3). Параметры задачи: $\mathcal{D}=1$, $\mu=1$, $\gamma=1$.

тенциала и соотношения Эйнштейна, либо 0 - для выявления влияния светоиндуцированного электрического поля.

В процессе моделирования рассматривали две формы импульса

$$f(t) = \exp(-(t-t_0)^2/\tau), \quad f(t) = 1 - \exp(-t/\tau), \quad (5)$$

где τ характеризует либо длительность (для гауссова) импульса, либо время выхода интенсивности на стационар, t_0 - положительная константа.

Обратимся к анализу численных результатов, проведенных для $n_0=0.1$, $a=0.42$, $I_0=200$, $\tau=0.01$, $\beta^*=15$, $n^*=0.7$.

Анализ точечной модели ($\mathcal{D}=0$) показал, что в зависимости от крутизны фронта импульса (5) после переключения концентрации электронов либо в течение короткого времени на 10-20% превышает стационарное значение, либо плавно выходит на стационар. В случае гауссова пучка при малых значениях коэффициента диффузии ($\mathcal{D} \leq 10^{-6}$, $\mu=0$) формируется волна поглощения. Сначала на выходе из кристалла в центральной части пучка образуется провал интенсивности, его глубина увеличивается (рис. 1, кривая 1), затем (уже при $t=0.11$) интенсивность на оси пучка возрастает до стационарного значения и от центра к периферии пучка движется волна поглощения (рис. 1, кривая 2, 3), которая доходит до границы области в момент времени $t=0.564$. Профиль концентрации электронов до момента времени $t=0.111$ повторяет профиль пучка, при $t > 0.11$ становится гипергауссовым вплоть до $t=0.4$. Потом он выравнивается и становится однородным по координате x .

Ситуация принципиально изменяется, если диффузия заряда становится существенной (например, $\mathcal{D}=0.05$, $\gamma=1$, $\mu=1$). В этом случае, после достижения волной переключения границ кристалла, вблизи них происходит резкий рост концентрации электронов, в результате чего профиль концентрации становится существенно

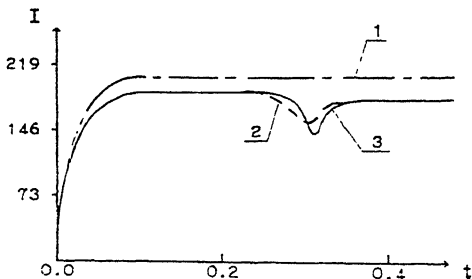


Рис. 3. Изменение во времени интенсивности входного (штрих-пунктирная линия 1) и выходного излучения для $D=1$, $\mu=0$ (сплошная линия 2) и для $D=1$, $\mu=1$, $\gamma=1$ (пунктирная линия 3) на оси пучка ($x=0.5$).

неоднородным, и имеет при этом три максимума (рис. 2, а, кривые 1, 2). Затем они сглаживаются в стационаре (рис. 2, а, кривая 3).

При дальнейшем увеличении коэффициента диффузии ($D=1$) скорость волны переключения еще больше увеличивается (примерно на 15% по сравнению со случаем $D=0.05$). Профиль интенсивности становится монотонным (исчезают провалы на фронте волны), но при этом при $t > 0.15$ в центре пучка концентрация электронов уменьшается (рис. 2, б, кривая 1), достигая своего минимального значения при $t=0.18$ (рис. 2, б, кривая 2). Затем профиль n не изменяется до момента $t=0.25$, т.е. существует квазистационарное значение. Потом оно за короткое время ($\Delta t=0.01$) несколько изменяется (рис. 2, кривая 3), и устанавливается стационарное распределение концентрации. Заметим, что квазистационарное распределение электронов является аналогичным формирующимся в плазме стратам [6].

Остановимся на роли подвижности в динамике формирования волн переключения. Численные эксперименты, проведенные для указанных выше параметров, показали, что при $D \leq 0.05$ она слабо сказывается на динамике взаимодействия оптического излучения с полупроводником. Однако, уже для $D=1$, изменяется форма выходного импульса света: во время установления стационарного отклика происходит уширение провала интенсивности и снижение контрастности переключения полупроводника. Данные выводы иллюстрирует рис. 3, на котором показано изменение во времени интенсивности на оси пучка в случае $\mu=0$ (сплошная кривая) и $\mu=1$ (пунктирная кривая). На нем хорошо видно, что минимум интенсивности пучка при $\mu=0$ лежит ниже аналогичного значения, реализуемого для $\mu=1$, что говорит о более высоком значении концентрации n , достигаемым без учета влияния индуцированного электрического поля полупроводника.

Резюмируя данную работу, можно сделать вывод о том, что учет диффузионных потоков и индуцированного светом электрического поля принципиален в задачах оптической бистабильности, использующей нелинейную зависимость коэффициента поглощения от концентрации носителей заряда, и может существенно изменять как динамику процесса взаимодействия, так и времена и контрастность переключения. По-видимому, эти отличия от ранее полученных другими авторами результатов, будут еще более существенными при учете протяженности среды и изменении ее температуры.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Г и б б с Х. Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света. М.: Мир, 1988. С. 518.
- [2] С м и т Р. Полупроводники. М.: Мир, 1982. С. 558.
- [3] Z i n d b e r g M., К о с h S.W.,
H a n g H. // Physical Review A. 1986. V.33.
N 1. P. 407.
- [4] Герчиков Л.Г. и др. // ФТП. 1988. Т. 22.
В. 9. С. 1710-1711.
- [5] Васецкий В.М. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 9.
С. 1610-1613.
- [6] Кернер Б.С., Осипов В.В. // ЖЭТФ. 1976.
Т. 71. С. 1542.

Поступило в Редакцию
11 марта 1992 г.