

01; 06; 07

© 1992

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ КОНЦЕНТРАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ СВЕТОВОГО ИМПУЛЬСА НА ПОЛУПРОВОДНИК В УСЛОВИЯХ ЕГО БИСТАБИЛЬНОГО ОТКЛИКА¹

О.С. Бондаренко, С.В. Поляков,
В.А. Трофимов

Как известно, явление оптической бистабильности (ОБ) привлекает большое внимание многих исследователей в связи с возможностью построения на его основе систем оптической обработки и хранения информации, а также оптических компьютеров [1]. Наиболее перспективными в настоящее время являются бистабильные системы, реализованные на основе полупроводников. Их исследованию посвящено огромное количество работ, что объясняется многообразием нелинейности полупроводника (коэффициента поглощения, показателя преломления, диффузии зарядов и теплопроводности, подвижности и т. д.). При этом особый интерес представляет развитие колебательных режимов выходной интенсивности светового пучка, так как они позволяют, в частности, проверить соответствие математической модели происходящим в полупроводнике процессам. Они были обнаружены в ряде работ (см., например, [2-4]). В настоящей работе (см. также [5]) обнаружен и изучен новый тип концентрационных и температурных волн, возникающих при воздействии оптического излучения на полупроводник, время релаксации носителей заряда которого зависит от температуры, что имеет место для многих полупроводников [6, 7].

Исследуемый в данной работе процесс распространения светового импульса в полупроводнике с учетом фотогенерации и рекомбинации электронов, продольной диффузии концентрации носителей заряда и тепла описывается системой безразмерных уравнений

$$\begin{aligned} \frac{\partial I}{\partial z} + \delta_0 \delta(n, T) I &= 0, & 0 < z < 1, & t > 0, \\ \frac{\partial n}{\partial t} &= D \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} + \delta(n, t) I - n \left(\frac{1}{\tau_p(T)} + \frac{1}{\tau_D} \right), \\ \frac{\partial T}{\partial t} &= \kappa \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + q \tau_{pm} \frac{n}{\tau_p(T)} - T \end{aligned} \quad (1)$$

со следующими граничными и начальными условиями:

¹ Результаты работы докладывались на семинаре „Динамика волновых явлений и солитоны“, май 1992 г., Москва, МГУ.

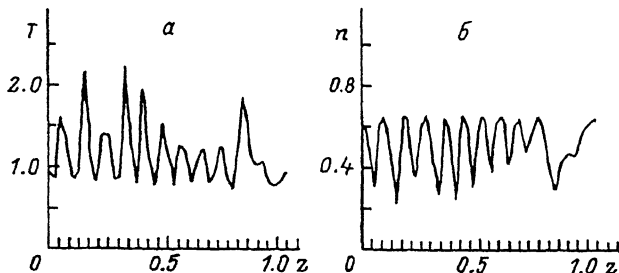


Рис. 1. Распределение температуры (а) и концентрации (б) вдоль Z в момент времени $t=400$ для значений $\delta_0=0.2$, $D=x=0$.

$$\left. \frac{\partial n}{\partial x} \right|_{z=0,t} = \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0,t} = 0, \quad n|_{t=0} = \tilde{n}_0, \quad T|_{t=0} = \tilde{T}_0, \quad (2)$$

$$I|_{z=0} = I_c (1 - \exp(50t)),$$

соответствующими теплоизолированному полупроводнику.

В (1, 2) I - нормированная интенсивность импульса, n и T - соответственно безразмерные изменения относительно равновесного значения концентрации электронов и приращение температуры; \tilde{n}_0 , \tilde{T}_0 - их начальные значения; D , x - коэффициенты продольной диффузии зарядов и теплопроводности; поперечная диффузия учтена стоковым слагаемым в уравнении относительно концентрации (время τ_D) и температуры; Z нормированно на длину кристалла; δ_0 , q , τ_{pm} - положительные константы, характеризующие полупроводник, t нормировано на характерное время отвода тепла из присоединенной области пучка вследствие поперечной диффузии.

Как и в [5], реальные зависимости коэффициента поглощения и время релаксации аппроксимировались следующим образом:

$$\tau_p(T) = \tau_{pm} ((1-\tau) + \tau \exp(-(T-T_p)^2/\alpha_p^2)), \quad \delta(n, T) = \left(1 - \frac{n}{q}\right) \exp\left(-\frac{1}{T+T_0}\right), \quad (3)$$

где τ , T_p , α_p - положительные константы, T_0 - равновесное значение безразмерной температуры.

Система уравнений (1) решалась численно для широкого набора параметров. Результаты моделирования приведем для следующих значений:

$$q = 5, \quad T_0 = 0.16, \quad I_c = 3/\tau_{pm}, \quad \tau = 0.9, \quad \tau_{pm} = 4.0, \quad \alpha_p = 1, \quad (4)$$

$$T_p = 0.25, \quad \tau_D = 7, \quad \tilde{T}_0 = 1.5, \quad \tilde{n}_0 = 0.46.$$

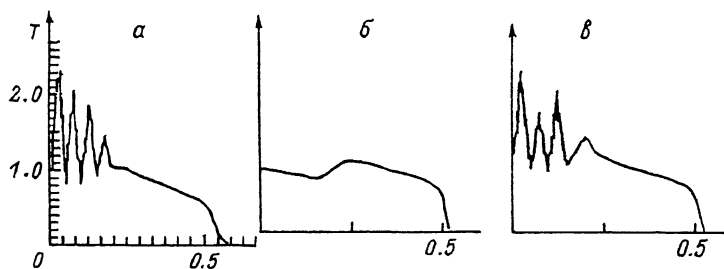


Рис. 2. Эволюция распределения температуры в моменты времени $t=134$ (а), 277 (б), 388 (в) для значений $\delta_0=1.0, D=x=0$.

В [5] на примере точечной модели было обнаружено, что для определенных значений параметров верхнее состояние в интервале бистабильности теряет устойчивость и могут развиваться периодические процессы. В протяженной среде в пренебрежении влияния продольной диффузии в случае слабого поглощения ($\delta_0 \leq 0.2$) развиваются волновые процессы. Колебания n, T в каждом сечении происходят со своей частотой. Существенно, что на протяжении рассматриваемого интервала времени ($0 \leq t \leq 400$) число волн в среде монотонно увеличивается. При этом зарождение новых волн происходит вблизи обеих границ кристалла, а их огибающая испытывает колебания, близкие к синусоиде (см. рис. 1). Выходная интенсивность также осциллирует с частотой изменения температуры и концентрации у передней грани кристалла.

С ростом коэффициента поглощения (например, до 0.5) динамика взаимодействия оптического излучения с полупроводником существенно изменяется. Так, начиная с некоторого сечения Z_k вплоть до $Z=1$, концентрация электронов и температуры находятся в верхнем состоянии и изменяются незначительно. Число волн, формируемых в среде на отрезке $0 \leq z \leq Z_k$, также постоянно увеличивается, а их огибающая испытывает собственные колебания до конца рассматриваемого интервала времени: $t=250$.

При дальнейшем увеличении коэффициента поглощения (до 1.0) динамика взаимодействия представляет собой еще более сложный процесс. После периода установления, который длится около 100 безразмерных единиц, в протяженной среде можно выделить три интервала различного поведения концентрации и температуры. В сечениях $Z_2 \approx 0.7 \leq z \leq 1.0$ значения n и T равны нулю. На отрезке среды $Z_1 \approx 0.4 \leq z \leq Z_2$ они находятся в верхнем состоянии и практически не изменяются. Вблизи передней грани в сечениях $0 \leq z \leq Z_1$ реализуется несколько колебательных процессов: периодическая смена направлений распространения волн, периодическое изменение числа волн, а также колебания их огибающей (см. рис. 2). Выходная интенсивность при этом испытывает слабые периодические пульсации.

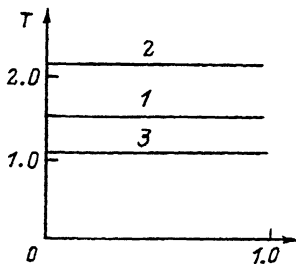


Рис. 3. Эволюция распределения температуры в моменты времени $t=14$ (а), 15.5 (б), 78.5 (в) для значений $\delta_0=0.2$, $\mathcal{D}=\mathcal{X}=1$.

Диффузия заряда и концентрации, при их малом значении (для рассматриваемого случая $\mathcal{D}, \mathcal{X} \leq 10^{-6}$) принципиально не изменяет поведение системы среда-пучок. Однако, с увеличением \mathcal{D}, \mathcal{X} волновые процессы могут претерпевать качественные изменения. Так уже для $\mathcal{D}=\mathcal{X}=10^{-3}$ с ростом времени число волн увеличивается лишь до трех. Затем они исчезают, и профиль температуры и концентрации в течении некоторого времени слабо изменяется вдоль \bar{z} . Затем этот процесс повторяется через $\Delta t \approx 30$. Существенно, что выравнивание n и T обусловлено диффузией температуры. Это, в частности, следует из того, что третий максимум T формируется между двумя максимумами температуры в области высокого значения n , где поглощение лазерного излучения мало. В случае слабой диффузии здесь находился минимум T .

При дальнейшем увеличении \mathcal{D} и \mathcal{X} (например, до 0.01) волновые процессы в среде не развиваются; пространственные распределения n и T слабо отличаются от однородного профиля. При этом переключение системы происходит вблизи передней грани кристалла, и волна переключения быстро (по сравнению со временем ее пребывания в устойчивом состоянии) распространяется до сечения $\bar{z}=1$. Изменения n и T с большой степенью точности происходят синхронно во всех сечениях \bar{z} .

Дальнейшее увеличение диффузии и теплопроводности приводит к полной синхронизации колебаний во всех сечениях \bar{z} (см. рис. 3). Переключение системы из одного состояния в другое вдоль \bar{z} осуществляется практически одновременно. В этом случае становится справедливым приближение оптически тонкого слоя. Таким образом, в отличие от большинства ранее изученных колебательных и волновых процессов, реализующихся в различных средах (химически активных газах, плазме и т. д.), для которых диффузия приводила либо к разрушению волн, либо к стохастизации процесса, в рассматриваемой здесь ситуации рост диффузионных потоков приводит к новому поведению его характеристик: синхронизации колебаний во всех сечениях \bar{z} .

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. Пер. с англ. М.: Мир, 1988. 518 с.
- [2] G i b b s H.M., O l b r i g h t G.R., P e y g-
h a m b a r i a n N. et al. // Phis. Rev. A. 1985.
V. 32. N 1. P. 692.
- [3] С т а д н и к В.А. // ФТТ. 1985. Т. 30. В. 12. С. 3571.
- [4] R o s a n o v N.N., F e d o r o v a A.V., K h o-
d o v a G.V. // JOSA. B. 1991. V. 8. N7. P. 1471.
- [5] К а р а м з и н Ю.Н., П о л я к о в С.В., Т р о ф и м о в В.А.
// Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 8.
- [6] С м и т Р. Полупроводники. М.: Мир, 1982.
- [7] Ш а л и м о в а К.В. Физика полупроводников. М.: Энергоиз-
дат, 1985. 390 с.