

07

© 1992

О НЕЛИНЕЙНЫХ КОЛЕБАНИЯХ ИНТЕНСИВНОСТИ СВЕТОВОГО ИМПУЛЬСА, ПРОШЕДШЕГО СЛОЙ ПОЛУПРОВОДНИКА¹

Ю.Н. Карамзин, С.В. Поляков,
В.А. Трофимов

Как известно, в задачах оптической бистабильности, реализуемой на основе полупроводникового кристалла, особый интерес представляет развитие колебательных процессов выходной интенсивности светового импульса при постоянном ее входном значении [1-3]. В частности, в настоящее время теоретически и экспериментально изучено формирование периодических режимов выходной интенсивности оптического излучения при его фокусировке на заднюю (по направлению распространения света) грань кристалла в случае температурной зависимости коэффициента поглощения от температуры [2, 3]. В данном сообщении продемонстрирована новая возможность реализации таких режимов в условиях, когда существенным является учет динамики возбуждения электронов, их релаксации, зависящей от температуры, что справедливо для многих полупроводников [4, 5]. Важно подчеркнуть, что полученные колебательные процессы имеют нерелаксационную природу.

Рассматриваемое здесь взаимодействие светового пучка с полупроводниковым кристаллом описывается системой безразмерных уравнений

$$\frac{\partial I}{\partial z} = -\delta_0 \cdot \delta(N, T) \cdot I,$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \delta_0 \delta(N, T) \cdot I_c \cdot I - [N - N_0(T)] \cdot \tau_n^{-1}(T), \quad (1)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = q \cdot [N - N_0(T)] \cdot \tau_p^{-1}(T) - (T - T_0),$$

$$\theta < z < 1, \quad t > 0$$

с начальными и граничными условиями

$$I|_{z=0} = 1 - \exp\{-50 \cdot t\}, \quad N|_{t=0} = N_0(T_0), \quad T|_{t=0} = T_0. \quad (2)$$

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

В (1) I – нормированная на свое максимальное значение интенсивность светового импульса, распространяющегося вдоль оси z (z измеряется в единицах длины кристалла), δ_0 – произведение длины кристалла на коэффициент линейного поглощения полупроводника, $\mathcal{S}(N, T)$ – его нелинейная зависимость от нормированной на максимально возможное для данного полупроводника значение концентрации свободных носителей заряда и от температуры, измеряемой в единицах ширины запрещенной зоны T_g , выраженной в единицах температуры, I_c – отношение максимальной интенсивности пучка к характерной интенсивности теплообмена образца с окружающей средой, $N_0(T)$ – равновесное значение концентрации электронов в зоне проводимости (термогенерации) при данной температуре (для простоты анализа в данной работе будем считать его постоянным: $N_0 = \text{const}$), $\tau_p(T)$ и $\tau_n(T)$ – соответственно время безызлучательной рекомбинации электронов и время обеднения зоны проводимости (второе учитывает еще диффузию заряда из области, занятой пучком), зависящие от температуры и нормированные на характерное время остывания образца (в единицах которого измеряется время процесса t), q – отношение максимально выделяемой мощности при релаксации носителей к мощности потерь тепла, T_0 – температура вне области, занятой оптическим излучением, отвод тепла в которую происходит из-за его диффузии.

Зависимость коэффициента поглощения от концентрации и температуры выбиралась в виде [1, 3, 4]:

$$\mathcal{S}(N, T) = (1 - N) \cdot \exp\left\{-\frac{(1 - \beta \cdot N)}{T}\right\}, \quad 0 \leq \beta < 1. \quad (3)$$

В (3) учитывается насыщение уровня перехода электронов (например, примесного уровня n -типа), сдвиг ширины запрещенной зоны от концентрации электронов в зоне проводимости и от температуры.

Реальная зависимость $\tau_p(T)$ аппроксимировалась формулой

$$\tau_p(T) = \tau_{pm} \cdot \left[\tau + (1 - \tau) \cdot \exp\left\{-\frac{(T - T_p)^2}{T_p}\right\} \right], \quad (4)$$

где τ_{pm} , τ , T_p – положительные параметры. Зависимость $\tau_n(T)$ определялась следующим образом:

$$\tau_n^{-1}(T) = \tau_{nD}^{-1} + \tau_p^{-1}(T), \quad (5)$$

где безразмерное время τ_{nD} характеризует релаксацию заряда из области его генерации вследствие поперечной диффузии. Отметим, что аппроксимация поперечной диффузии стоковыми слагаемыми широко применяется в литературе.

Обратимся к результатам численного моделирования, проведенного для наглядности анализа в приближении тонкого нелинейного слоя полупроводника ($\delta_0 \ll 1$) без учета влияния диффузии электронов ($\tau_{nD}^{-1} = 0$) при следующих параметрах среды и пучка:

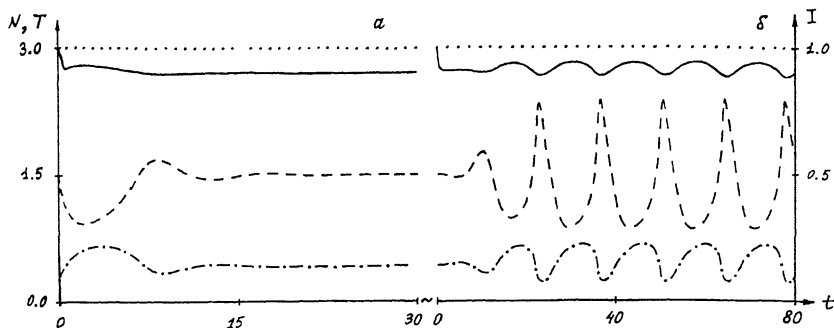


Рис. 1. Динамика изменения выходной интенсивности сигнала (сплошная кривая), температуры (штриховая кривая) и концентрации электронов (штрих-пунктирная кривая) кристалла при постоянной входной интенсивности (пунктирная кривая) для двух значений параметра $\tau_{pm} = 0.5$ и 0.25 (рис. а и б).

$$\begin{aligned} \mathcal{S}_0 = 0.2, \quad \beta = 0, \quad \tau = 0.9, \quad T_p = 0.25, \\ I_c = 3 \cdot \tau_{pm}^{-1}, \quad \varphi = 5, \quad T_0 = 0.16, \quad N_0 = 0. \end{aligned} \quad (6)$$

Результаты исследования системы (1)–(2) на устойчивость по первому приближению для нескольких значений параметра τ_{pm} показали следующее. В диапазоне (0, 1) с уменьшением τ_{pm} верхняя ветвь бистабильной зависимости выходной интенсивности от входной постепенно теряет устойчивость в интервале критических интенсивностей (I_+ , I_+). При этом можно выделить четыре характерных поддиапазона значений τ_{pm} : ≈ 1 (и выше) – диапазон устойчивости (собственные числа $\lambda_{1,2}$ матрицы Якоби, вещественные и отрицательные), $\approx 0.8-0.4$ – диапазон затухающих колебаний ($Re(\lambda_k) < 0$, $Im(\lambda_k) \neq 0$), $\approx 0.3-0.2$ – диапазон не затухающих колебаний ($Re(\lambda_k) \approx 0$, $Im(\lambda_k) \neq 0$), ≈ 0.15 и ниже – диапазон неустойчивости ($Re(\lambda_k) > 0$). Следует однако заметить, что последние два интервала соответствуют одному и тому же качественному поведению решения, так как система (1)–(2) является системой с самоограничением (т.е. характеристики среды N и T при определенных начальных условиях ограничены), и в этих случаях оказываются выполненными условия существования предельного цикла [6].

Для иллюстрации указанных периодических режимов на рис. 1 представлены временные профили входной и выходной интенсивности, температуры и концентрации (соответственно пунктирные и сплошные, штриховые и штрих-пунктирные кривые) для двух значений $\tau_{pm} = 0.5$ (рис. 1, а) и 0.25 (рис. 1, б). Как видно из рисунка, наиболее сильно подвержена осцилляциям температура среды. В результате этого изменяется коэффициент поглощения полупровод-

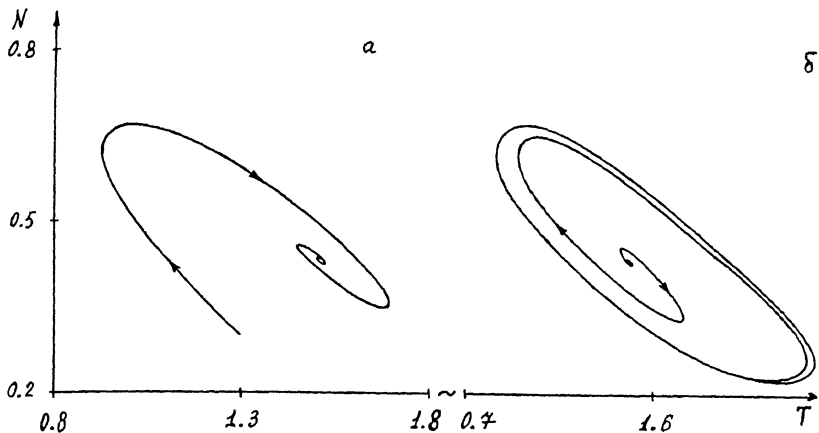


Рис. 2. Фазовые портреты процессов, изображенных на рис. 1.

ника, и, как следствие, выходная интенсивность пучка, вычисляемая по формуле

$$I_{\text{ВЫХ}} = I_c \cdot \exp \{ -\delta_0 \cdot \delta(N, T) \}. \quad (7)$$

Заметим, что в обоих случаях стационарная точка (решение уравнений (1) при $T'_t = N'_t = 0$) представляет собой устойчивый ($\tau_{\text{PM}} = 0.5$), либо неустойчивый ($\tau_{\text{PM}} = 0.25$) фокус. Фазовые траектории на плоскости (T, N) , соответствующие процессам рис. 1, представлены на рис. 2.

Таким образом, в настоящей работе описан новый класс периодических режимов выходной интенсивности светового импульса, прошедшего полупроводниковый кристалл, который не связан с ранее наблюдаемыми релаксационными колебаниями в задачах оптической бистабильности. Заметим, что к аналогичным процессам, по-видимому, будет приводить учет термогенерации носителей заряда (зависимость $N_0(T)$ в (1)) даже при отсутствии зависимости времени рекомбинации τ_p от температуры.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] G i b b s H.M. et al. // Phys. Rev. A. 1985. V. 32. N 1. P. 692-694.
- [2] С т а д н и к В.А. // ФТТ. 1988. Т. 30. В. 12. С. 3571-3578.
- [3] R o s a n o v N.N. et al. // Phys. Stat. Sol. B. 1988. V. 150. N 2. P. 545-555.

- [4] Ш а л и м о в а В.П. Физика полупроводников. М.: Наука, 1984. 391 с.
- [5] С м и т Р. Полупроводники / Пер. с англ. М.: Мир, 1982 420 с.
- [6] А н д р о н о в А.А., В и т т А.А., Х а й к и н С.Э. Теория колебаний. М.: Физматгиз, 1959. 916 с.

Поступило в Редакцию
9 декабря 1991 г.