

УДК 621.373.826

©1994

## ОБ ОСЦИЛЛЯЦИЯХ ИНТЕНСИВНОСТИ СВЕТОВОГО ИМПУЛЬСА, ПРОШЕДШЕГО СИЛЬНО ПОГЛОЩАЮЩИЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ КРИСТАЛЛ<sup>1</sup>

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

Анализируется временной профиль светового сигнала, прошедшего сильно поглощающий полупроводниковый кристалл в условиях оптической бистабильности, вызванной температурной зависимостью коэффициента поглощения. Обсуждается влияние продольной диффузии на реализацию периодических режимов изменения выходной интенсивности при монотонно возрастающей, а также при треугольной форме входного сигнала. Показано, что диффузия тепла существенно изменяет характеристики колебаний интенсивности. Рассматривается влияние температурной зависимости коэффициента теплопроводности на динамику взаимодействия.

Как известно, формирование продольных кинков и реализация осциллирующих режимов изменения интенсивности светового импульса, прошедшего полупроводниковый кристалл с нелинейным коэффициентом поглощения, представляют значительный интерес для многих исследователей и широко анализируются в [1-6]. Это объясняется, во-первых, возможностью на основе анализа таких режимов взаимодействия построения адекватных математических моделей и выявления физических закономерностей, происходящих в полупроводнике процессов; во-вторых, определением способов подавления колебательных режимов, что важно на практике при использовании оптически бистабильных полупроводниковых элементов для хранения и обработки информации (очевидно, они в этом случае вредны, так как приводят к потере хранящихся данных).

В настоящем сообщении на основе численного моделирования уточняются ранее полученные представления о формировании кинков в оптически бистабильном полупроводниковом кристалле с сильным поглощением света, зависящим от температуры среды: нами не рассматривается ступенчатая аппроксимация зависимости коэффициента поглощения от температуры, учтены конечность длины кристалла, диффузия тепла, а также температурная зависимость коэффициента диффузии. Показано, что учет этих факторов (и некоторых из них в отдельности) может качественно изменить временные характеристики регистрируемого на выходе из кристалла оптического излучения.

<sup>1</sup> Результаты работы на XIV Международной конференции по когерентной и нелинейной оптике (г. Санкт-Петербург, сентябрь 1991 г.).

Анализируемое взаимодействие светового импульса с полупроводниковым кристаллом описывается следующей системой безразмерных уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial I}{\partial z} &= -\delta_0 \delta(T) I, \\ \frac{\partial T}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial z} \left( \kappa(T) \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \delta_0 \delta(T) I - T, \\ 0 < z < 1, \quad t > 0 \end{aligned} \quad (1)$$

с начальными и граничными условиями

$$\begin{aligned} I|_{z=0} &= f(t), \quad T|_{t=0} = 0, \\ \left( \kappa(T) \frac{\partial T}{\partial z} \pm \eta T \right) |_{z=0,1} &= 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $I$  — интенсивность светового пучка, нормированная на характерную интенсивность процесса;  $T$  — изменение температуры кристалла относительно ее равновесного значения  $T_0$ , нормированное на ширину запрещенной зоны полупроводника, измеряемое в единицах температуры;  $z$  — продольная координата, измеряемая в длинах образца  $L_z$ ;  $\delta_0$  — произведение длины  $L_z$  на линейный коэффициент поглощения  $\delta_l$ ;  $\delta(T)$  — температурная зависимость коэффициента поглощения, взятая нами в виде  $\exp[-1/(T_0 + T)]$ ; переменная  $t$  — время, нормированное на время отвода тепла из области пучка вследствие его поперечной диффузии, которая в (1) аппроксимируется стоковым слагаемым, что широко применяется для данного класса задач (см. [1,7] при анализе продольных эффектов оптической бистабильности. Коэффициент диффузии тепла  $\kappa(T)$ , конкретная зависимость которого определяется типом полупроводника и начальной температурой кристалла [7,8], либо аппроксимировался формулой

$$\kappa(T) = \kappa_M \exp[-(T - T_M)^2 / a_T^2] \quad (3)$$

с положительными параметрами  $\kappa_M$ ,  $T_M$  и  $a_T$ , либо был постоянным. С помощью коэффициента теплообмена  $\eta$  учитывался сток тепла через торцы образца. В качестве временного профиля сигнала на входе в среду  $f(t)$  был взят треугольный импульс

$$f(t) = \begin{cases} kt, & t \leq t_0, \\ d(2t_0 - t), & t_0 < t \leq 2t_0, \\ 0, & t > 2t_0 \end{cases} \quad (4)$$

длительности  $2t_0$  с параметром  $k$ , характеризующим крутизну его фронтов и равным плотности энергии импульса.

Прежде чем перейти к результатам численного моделирования, напомним, что проведенное в [1,2] рассмотрение распространения светового импульса, интенсивность которого возрастает во времени, в протяженном полупроводнике с сильным поглощением и его электронном

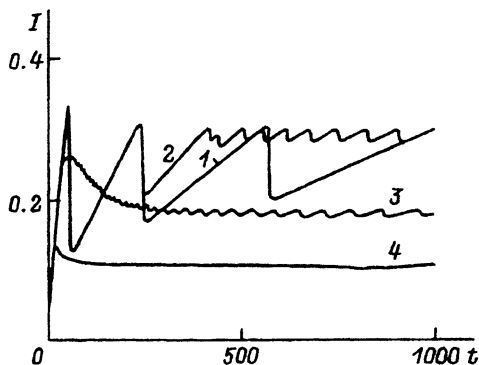


Рис. 1. Динамика изменения выходной интенсивности сигнала в случае постоянной продольной диффузии тепла с коэффициентом  $\kappa = 0, 10^{-8}, 10^{-6}, 10^{-4}$  (кривые 1-4) при  $\eta = 0$  для  $\delta_0 = 20, T_0 = 0.16, k = 1, t_0 = 1000$ .

механизме нелинейности показало возможность формирования продольных кинков и, как следствие, периодических осцилляций ( пилообразной формы) на выходе из кристалла. Подчеркнем, что теоретический анализ проведен при ступенчатой аппроксимации температурной зависимости коэффициента поглощения без учета диффузии и в предположении бесконечности образца. Отказ от этих предположений приводит к качественному изменению поведения интенсивности светового импульса на выходе из кристалла. Так, при значениях безразмерного коэффициента линейного поглощения  $\delta_0 \leq 15$  (для  $T_0 = 0.16$ ) колебательный режим выходной интенсивности либо не реализуется, либо существует конечное время (точная граница диапазона по  $\delta_0$  может несколько отличаться от указанной), а при больших  $\delta_0$  (здесь и далее рассматривается случай  $\delta_0 = 20$ ) и небольшой крутизне импульса (например, при  $k = 1$ ) даже в случае слабого влияния продольной диффузии колебания интенсивности импульса происходят с увеличивающимся во времени периодом (рис. 1, кривая 1 для  $\kappa \equiv 0$ ). При этом уменьшаются амплитуда колебаний, а также максимальное значение интенсивности (полученные в [1] колебания для электронного механизма нелинейного поглощения имели постоянное максимальное значение и период).

Аналогичные зависимости выходной интенсивности от времени имеют место и в системе с постоянной диффузией (рис. 1, кривые 2, 3 для  $\kappa = 10^{-8}, 10^{-6}$ , если коэффициент  $\kappa$  не превосходит некоторого критического значения  $\kappa$  (которое здесь равно  $\approx 2 \cdot 10^{-4}$ ). Однако в этом случае колебания происходят с существенно большей частотой, но с меньшей (за исключением начального этапа переключения) амплитудой. При дальнейшем увеличении влияния диффузии осцилляции интенсивности практически исчезают: имеется только начальный всплеск интенсивности, также обусловленный переключением образца (рис. 1, кривая 4 для  $\kappa = 10^{-4}$ ).

При реализации данных режимов в экспериментах (а они наблюдались лишь в [2] для электронной нелинейности) следует иметь в виду связь безразмерного коэффициента диффузии  $\kappa$  и физических параметров задачи

$$\kappa = \frac{\kappa_{\parallel} \tau_T}{\rho C_p L_z^2}, \quad \tau_T^{-1} = \frac{\kappa_{\perp} R^2}{\rho C_p R^2 a^2} \ln(R/a),$$

$$\kappa = \frac{\kappa_{\parallel}}{\kappa_{\perp}} \frac{a^2}{L_z^2 \ln(R/a)}, \quad (5)$$

где  $\tau_T$  — характерное время отвода тепла из области пучка вследствие поперечной диффузии,  $\kappa_{\parallel}$  и  $\kappa_{\perp}$  — коэффициенты теплопроводности в продольном и поперечном направлении распространения импульса,  $a$  — радиус пучка на входе в кристалл,  $R$  — его поперечный размер,  $\rho$  и  $C_p$  — плотность и удельная теплоемкость полупроводника. Следовательно, при заданных  $\kappa_{\parallel}$ ,  $\kappa_{\perp}$ ,  $L_z$  и  $R$  необходимо выбирать поперечный радиус пучка.

Важно также подчеркнуть, что существование колебаний выходной интенсивности определяется темпом вклада энергии импульса в среду, который в свою очередь определяется параметром  $\gamma = \delta_0 k t_0$ , в размерных переменных равным

$$\gamma = \delta_l L_z \frac{I_0}{\rho C_p T_p} \cdot 0.5 \tau_i. \quad (6)$$

(Здесь  $I_0$  — максимальная интенсивность сигнала,  $\tau_i$  — его длительность,  $T_p$  — равновесная температура). Следовательно, при фиксированной плотности энергии импульса и параметров кристалла оно будет иметь место, если крутизна фронта импульса  $k$  не превосходит некоторого значения, которое (как показали численные эксперименты) в нашем случае равно  $\simeq 1.5$ . При выполнении этого условия несколько периодов осцилляций реализуется для импульсов с  $t_0 \sim 30 \div 300$  (в зависимости от значения коэффициента  $\kappa$ ). Следует также отметить, что теплообмен через торцы кристалла в случае постоянного коэффициента диффузии слабо влияет на наличие периодического изменения выходной интенсивности (это показали расчеты с различными коэффициентами  $\eta$ , в том числе и при  $\eta = 0$ ; именно поэтому на рис. 1 приведен только последний случай). Однако в случае зависимости коэффициента теплопроводности от температуры (см. ниже) влияние стока тепла через торцы образца становится существенным (например, от величины  $\eta \kappa^{-1}$  зависят период и амплитуда колебаний выходного сигнала).

Для треугольного импульса при слабой продольной диффузии тепловые колебания выходной интенсивности происходят лишь на переднем фронте сигнала. На заднем его фронте интенсивность импульса за кристаллом практически монотонно убывает (рис. 2). Как известно [1-3], осцилляции интенсивности прошедшего излучения связаны с тем, что кристалл при сильном поглощении при определенных условиях не может переключиться полностью (имеет место локализация переключения температуры и интенсивности вдоль  $z$ ). Однако постоянный рост сигнала на переднем фронте приводит к разогреву и переключению все новых областей кристалла. При большой же диффузии тепла или при быстром темпе роста падающей интенсивности разогрев кристалла становится более однородным и переключение его температуры происходит одновременно по всей длине. Поэтому в данном случае колебания выходной интенсивности либо не существуют, либо продолжают конечное время.

На примере возрастающего во времени импульса кратко проанализируем ситуацию, когда существенна температурная зависимость ко-

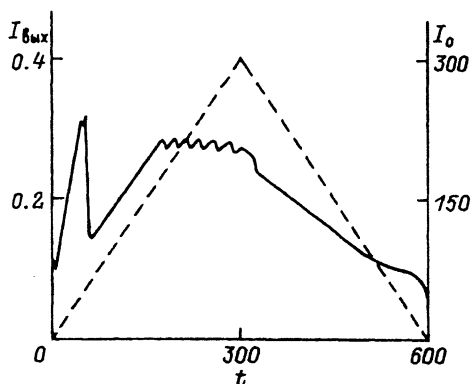


Рис. 2. Временной профиль интенсивности выходного сигнала (сплошная кривая) при прохождении через полупроводник треугольного импульса (штриховая кривая) с параметрами  $k = 1$ ,  $t_0 = 300$  в случае  $\kappa = 10^{-7}$ ,  $\eta = 50$ .

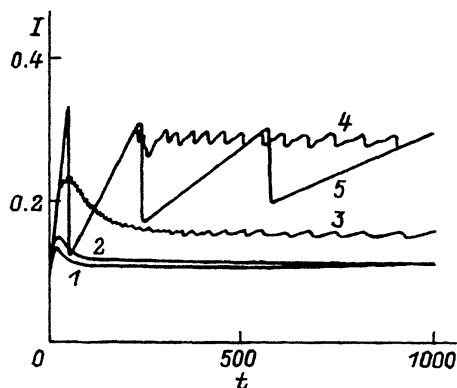


Рис. 3. Динамика интенсивности выходной интенсивности сигнала в случае температурной зависимости коэффициента теплопроводности с параметрами  $\kappa = 10^{-4}$ ,  $a_T = 50$ ,  $T_M = 0, 50, 100, 150, 200$  (кривые 1-5) при  $\eta = 50$ ,  $k = 1$ ,  $t_0 = 1000$ .

эффицента теплопроводности  $\kappa(T)$  (использовавшаяся ее аппроксимация указана в (3), где  $\kappa_M$  — максимальное значение коэффициента диффузии тепла,  $T_M$  — нормированная отстройка максимума температурной зависимости от равновесной температуры, параметр  $a_T$  характеризует полуширину зависимости  $\kappa(T)$ ). При малых амплитудах  $\kappa(T)$  ( $\kappa_M < \kappa_*$ ) выходная интенсивность изменяется аналогично случаю постоянной диффузии. Однако в зависимости от полуширины  $a_T$  реализуется ситуация, близкая либо к случаю  $\kappa = 0$  (медленные осцилляции), либо к случаю  $\kappa = \kappa_M$  (быстрые осцилляции). В частности, для  $a_T \sim 1$  (т.е. когда  $\kappa(T)$  сильно меняется вблизи своего центра) имеет место первый, а для  $a_T \geq 10$  — второй периодический режим. Важно подчеркнуть, что при этом положение максимума  $T_M$  на оси температур практически не влияет на характеристики процесса.

Если максимум зависимости  $\kappa(T)$  лежит выше критического значения ( $\kappa_M > \kappa_*$ ), то в отличие от случая постоянного  $\kappa$ , во-первых, возможен периодический режим изменения выходной интенсивности и, во-вторых, на его характеристики существенно уже влияют и полуширина  $a(T)$ , и положение максимума  $T_M$  зависимости  $\kappa(T)$ . Последнее выражается в том, что при больших  $a_T$  расстояние  $T_M$  определяет как наличие колебаний, так и их период и амплитуду. В частности, при  $T_M \leq a_T$ , когда центр линии диффузии удален от равновесной температуры кристалла не более чем на величину полуширины, осцилляций нет, так как при  $T_M > 0$  минимальное значение коэффициента диффузии лежит выше  $\kappa_*$ . Для  $T_M \sim 2a_T$  развивается быстрый периодический режим, а если  $T_M$  в несколько раз больше  $a_T$ , то имеют место медленные колебательные процессы, аналогичные случаю малых  $\kappa$ .

Для примера на рис. 3 изображены кривые 1-5, соответствующие значениям  $\kappa_M = 10^{-4}$ ,  $a_T = 50$ ,  $T_M = 0, 50, 100, 150, 200$ . Их сравнение для сопоставимых коэффициентов диффузии с рис. 1 показывает, что при наличии температурной зависимости  $\kappa(T)$  в случае развитой

диффузии уменьшается амплитуда выходного сигнала, а на начальной стадии разогрева кристалла увеличивается частота осцилляций, но уменьшается их период. В установившемся же режиме ( $t \geq 750$ ) характеристики колебательных процессов совпадают. Таким образом, учет температурной зависимости коэффициента поглощения может изменять картину взаимодействия оптического излучения с кристаллом, в особенности для импульсов конечной длительности, имеющих возрастающие и убывающие участки временного профиля.

В заключение отметим, что полученные в [9] экспериментальные колебания интенсивности выходного сигнала, по-видимому, могут быть также связаны с рассмотренными здесь процессами.

#### Список литературы

- [1] Lindberg M. et al. // Phys. Rev. A. 1986. V. 33. N 1. P. 407-415.
- [2] Gibbs H.M. et al. // Phys. Rev. A. 1985. V. 32. N 1. P. 692-694.
- [3] Есипов С.Э. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 7. С. 118-129.
- [4] Стадник В.А. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 12. С. 3571-3578.
- [5] Карамзин Ю.Н., Поляков С.В., Трофимов В.А. // Математическое моделирование. 1990. Т. 2. № 12. С. 17-32.
- [6] Rosanov N.N. et al. // Phys. Stat. Sol. B. 1988. V. 150. N 2. P. 545-555.
- [7] Шалимова В.П. Физика полупроводников. М.: Наука, 1984. 391 с.
- [8] Смит Р. Полупроводники: Пер. с англ. М.: Мир, 1982. 420 с.
- [9] Koch S.W. et al. // Appl. Phys. Lett. V. 45. N 9. P. 932-934.

Московский государственный университет  
им. М. В. Ломоносова

Поступило в Редакцию  
2 декабря 1991 г.