

07;12

Двухцветная оптически бистабильная безрезонаторная система

© *О.С. Бондаренко, В.А. Трофимов*

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Поступило в Редакцию 18 ноября 1997 г.

Описана одна из возможностей практического наблюдения оптической бистабильности безрезонаторной системы.

Оптическая бистабильность (ОБ) на протяжении ряда лет привлекает интерес многих исследователей в связи с возможностью построения на ее основе элементов оптической памяти, систем обработки и хранения информации, а также оптических компьютеров [1–3]. Интерес к этому явлению еще более возрос из-за ближайшей перспективы создания оптических винчестеров [4]. Однако поиск новых способов записи информации, повышение быстродействия переключений ОБ систем, снижение энергозатрат на акт переключения по-прежнему остается актуальной проблемой. В связи с этим в [5–7] исследовалось влияние температурной зависимости времени релаксации свободных носителей заряда полупроводника на реализацию абсорбционной ОБ. Помимо обнаруженной сложной динамики распространения волн переключений (реализация различных пространственно-временных структур, потеря устойчивости первоначально стабильных состояний системы), проведенные исследования показали, что возможна реализация бистабильности, основанной на нелинейной зависимости времени релаксации свободных носителей заряда от температуры (не только от решеточной, но и, возможно, от электронной) без использования нелинейного поглощения. При этом встает вопрос о ее практическом наблюдении по характеристикам светового излучения, прошедшего нелинейную среду. Одна из таких возможностей описана в данной работе.

Ее суть состоит в воздействии на полупроводник лазерных пучков с разными частотами: один из них (основной) используется для поддержания системы вблизи состояния переключения. Второй пучок (зондирующий) служит для регистрации переключения ОБ системы из одного

состояния в другое, которая может быть обусловлена физическими причинами: нелинейным поглощением, рефракцией, изменением поляризации. В данной работе будем считать, что она проявляется вследствие нелинейного изменения поглощения среды. Следовательно, частота зондирующего пучка такова, что она лежит вблизи края поглощения. При этом основное излучение не испытывает нелинейного поглощения, т.е. его частота превосходит соответствующую энергию перехода. В этом случае взаимодействие оптического излучения с полупроводником в рамках точечной модели, широко применяемой для качественного анализа работы в ОБ системы [1–3], описывается следующей системой безразмерных уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} &= q_1 + q_2 \delta(n, T) - n \left(\frac{1}{\tau_p(T)} + \frac{1}{\tau_D} \right), \\ \frac{\partial T}{\partial t} &= q \frac{n}{\tau_p(T)} - T, \end{aligned} \quad (1)$$

с граничными и начальными условиями

$$n|_{t=0} = \tilde{n}_0, \quad T|_{t=0} = \tilde{T}_0. \quad (2)$$

В (1,2) q_1 , q_2 характеризуют соответственно интенсивности основного и зондирующего световых импульсов, n — изменение концентрации свободных носителей заряда относительно ее равновесного значения при начальной температуре, T — изменение температуры полупроводника относительно температуры окружающей среды, t — время, нормированное на характерное время теплоотвода, $\tau_p(T)$ — время безызлучательной рекомбинации, время τ_D учитывает поперечную диффузию свободных зарядов и излучательную рекомбинацию, q — тепло, выделяемое при безызлучательной рекомбинации, $\delta(n, T)$ — нелинейная зависимость коэффициента поглощения энергии сигнального пучка. Она и время релаксации свободных носителей заряда аппроксимировались функциями

$$\begin{aligned} \delta(n, T) &= \begin{cases} 0, & T < T_S \\ \exp(-1/(T - T_S + T_0)), & T \geq T_S \end{cases}, \\ \tau_p(T) &= \tau_{pm} \exp(-T/\beta), \end{aligned} \quad (3)$$

где τ_{pm} зависит от начальной температуры полупроводника, β характеризует скорость изменения времени релаксации с ростом температуры (в дальнейшем этот параметр выбирается равным 1). Отметим, что иные зависимости $\tau_p(T)$, как и значения параметра β , принципиально не изменяли полученные результаты. T_0 — температура окружающей среды. T_S — параметр, учитывающий отстройку частоты зондирующего пучка от края поглощения. Для удобства сравнения результатов со случаем абсорбционной ОБ температура нормирована на ширину запрещенной зоны, выраженной в ее единицах. Как известно [3], абсорбционная ОБ реализуется, если значение параметра T_0 меньше 0.25 (при $T_S = 0$).

Для первого пучка на фоне неизменной подсветки $q_{I_{10}}$ подается сигнал треугольной формы

$$q_{I_1} = q_{I_{10}} + q_S \left\{ \begin{array}{l} (t_c - t)/(t_c - t_f), \quad t_f < t < t_c, \\ (t - t_c)/(t_b - t_c), \quad t_c < t < t_b \end{array} \right\}, \quad (4)$$

переводящий систему либо в верхнее ($q_S > 0$), либо в нижнее ($q_S < 0$) состояние. В (4) t_f , t_c , t_b — соответственно время включения импульса, его вершина и его окончание. Бистабильность регистрируется по изменению выходной интенсивности зондирующего импульса

$$q_{I_{2out}} = q_{I_2} \exp(-\delta_{02} \delta(n, T)), \quad (5)$$

где безразмерный коэффициент δ_{02} учитывает оптическое поглощение на длине среды.

Изложенные ниже закономерности рассмотрим для следующего набора параметров:

$$\tau_D = 2.0, \quad \tau_{pm} = 20, \quad q = 5, \quad \delta_{02} = 0.6, \quad q_{I_2} = 0.2, \quad \tilde{n} = \tilde{T} = 0, \quad T_S = T_0 = 2,$$

$$q_S = \pm 0.3, \quad t_f = 20, \quad t_b = 45, \quad t_{c\uparrow} = 22.5, \quad t_{c\downarrow} = 182.5, \quad (6)$$

где $t_{c\uparrow}$, $t_{c\downarrow}$ — времена, соответствующие центрам импульсов, переключающих систему из нижнего в верхнее состояние и обратно. Интенсивность основного сигнала $q_{I_{10}}$ выбиралась из условия реализации либо устойчивого, либо неустойчивого верхнего состояния бистабильной системы. Полученные результаты, иллюстрирующие три режима поведения ОБ системы, представлены на рис. 1–3, на которых показана динамика изменения выходной интенсивности сигнального

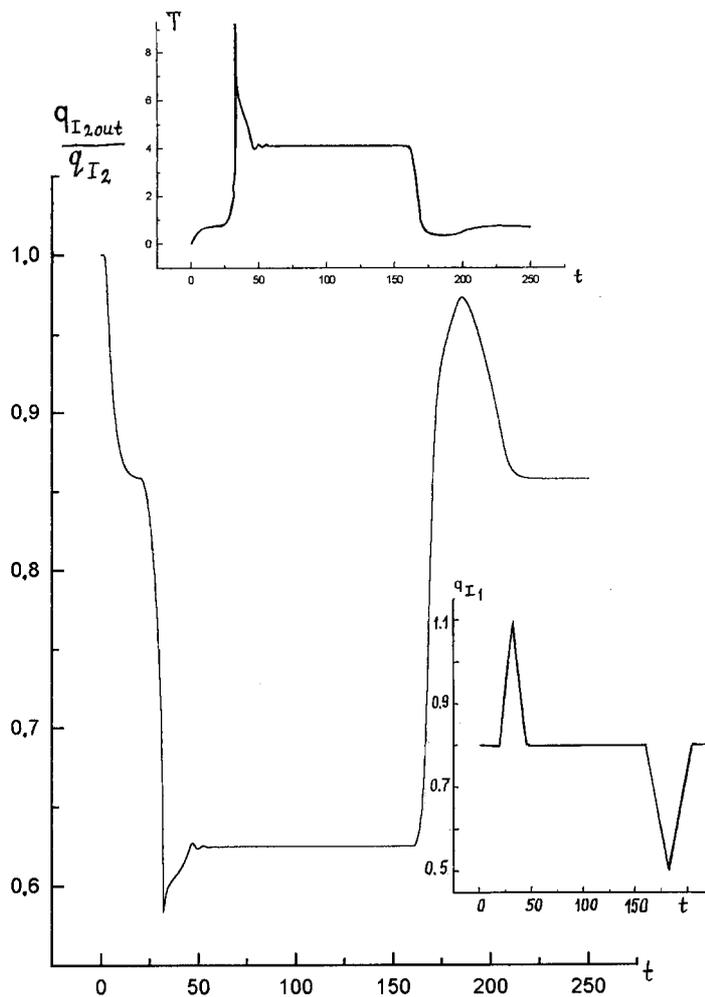


Рис. 1. Динамика переключения ОБ системы в верхнее (положительный импульс) и нижнее (отрицательный импульс) состояния при сигнале подсветки $q_{I1} = 0.8$.

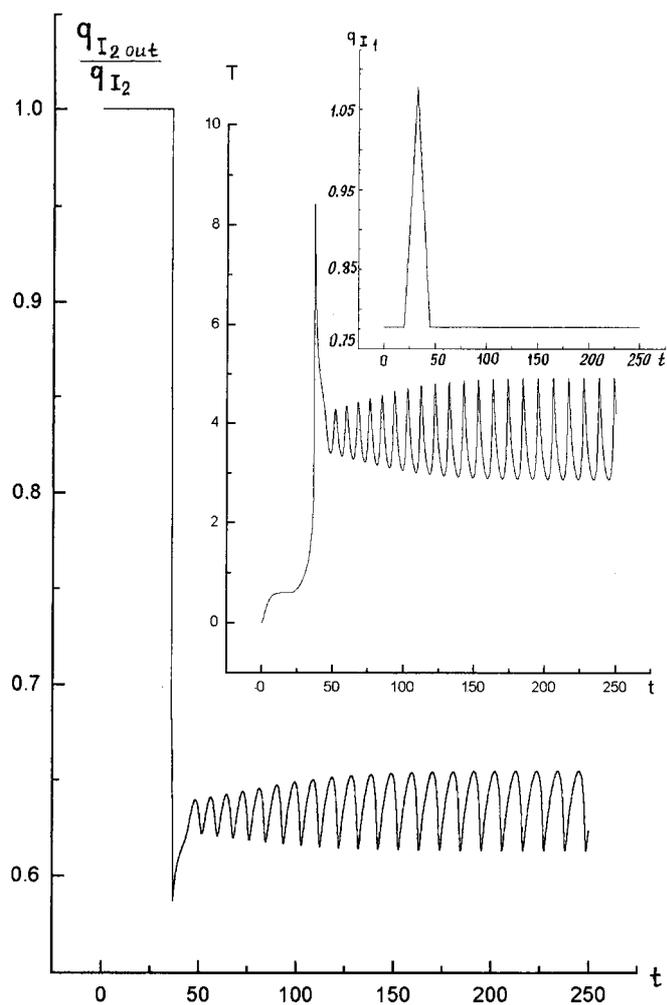


Рис. 2. Регистрация автоосцилляций температуры по выходному излучению зондирующего сигнала для $q_{I_1} = 0.777$ при переключении ОБ системы в верхнее состояние.

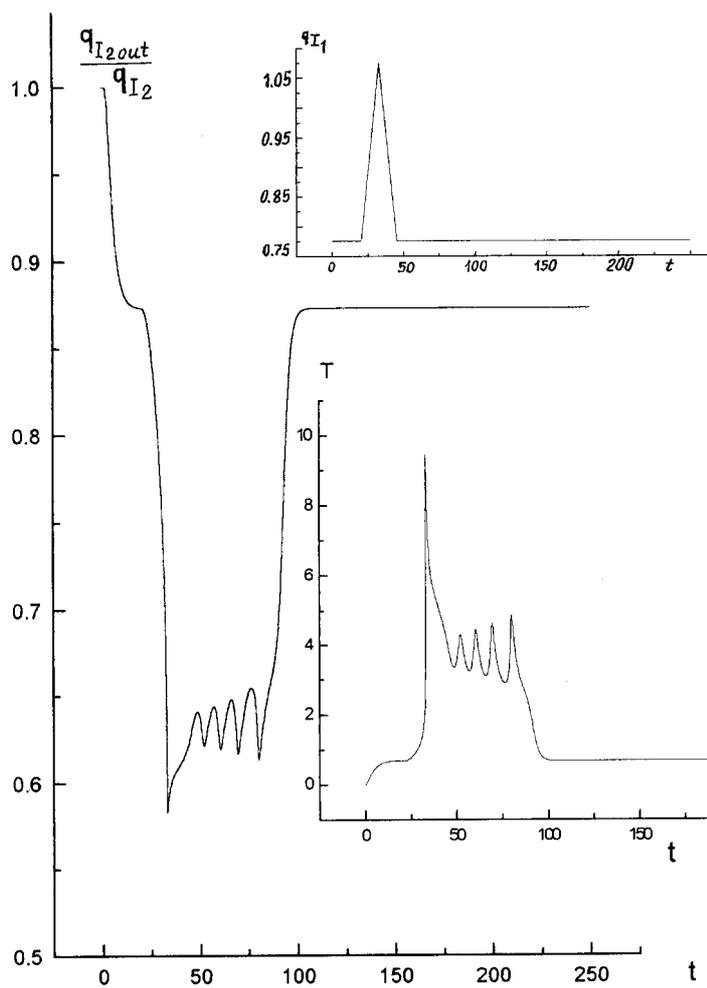


Рис. 3. Автопереклечение ОБ системы из верхнего состояния в нижнее из-за реализации неустойчивости верхнего состояния при $q_{I1} = 0.776$.

импульса по отношению к ее значению на входе в нелинейную среду, эволюция температуры среды и форма основного импульса. Рисунки различаются значением интенсивности импульса подсветки, от которого зависит устойчивость верхнего состояния ОБ системы. Заметим, что переключение системы из одного состояния в другое (рис. 1) имеет место даже при $T_0 = 4$ и более высоком ее значении. При этом для наблюдения контрастного переключения по выходному излучению зондирующего пучка желательно выбирать его частоту таким образом, чтобы при этой температуре частота света лежала бы вдали от края поглощения (это описывает параметр T_S).

При попадании значения температуры в интервал развития колебаний после переключения системы в верхнее состояние (рис. 2) зондирующий световой импульс будет испытывать осцилляции, амплитуда которых при прочих равных условиях определяется отстройкой частоты от края фундаментального поглощения.

Если же амплитуда пучка подсветки такова, что после переключения системы из нижнего состояния в верхнее (рис. 3) она попадает в интервал неустойчивости (колебания возрастают по амплитуде), то с течением времени амплитуда осцилляций температуры может достичь значения, достаточного для самопереключения системы из верхнего в нижнее состояние. Выходная интенсивность зондирующего пучка в этом случае после переходного осциллирующего режима установится на значении, соответствующем нижнему стационарному значению температуры среды.

Таким образом, обнаруженная ранее бистабильность, основанная на нелинейной зависимости времени релаксации свободных носителей заряда от температуры, а также неустойчивость верхнего состояния ОБ системы могут быть эффективно реализованы с помощью воздействия двух световых пучков разной частоты. Аналогичные закономерности будут иметь место и при нелинейной зависимости времени релаксации от электронной температуры и при нелинейной зависимости времени релаксации возбужденных состояний от колебательной температуры молекул.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 95-02-04448).

Список литературы

- [1] *Гиббс Х.* Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света. М.: Мир, 1988. 518 с. (Пер. N.Y.: Academic Press, 1985).
- [2] *Оптические* вычисления / Под ред. Р. Арратуна М.: Мир, 1993. 441 с.
- [3] *Розанов Н.Н.* Оптическая бистабильность и гистерезис в распределенных нелинейных системах. М.: Наука, 1997. 334 с.
- [4] *International Conference "Optical information, Science and Technology"* (OIST-97), М., август 1997.
- [5] *Карамзин Ю.Н., Поляков С.В., Трофимов В.А.* // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 24. С. 38–43.
- [6] *Trofimov V.A., Bondarenko O.S.* NLMI-9. St. Petersburg, 1996. Abstract. P. 108.
- [7] *Bondarenko O.S., Trofimov V.A.* et al. // BRAS. Physics / Supplement Physics of Vibrations. 1995. V. 59. N 1. P. 21–28.