

УДК 537.311.33

© 1991

ОПТИЧЕСКИЕ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ НА ДЛИННОВОЛНОВОМ КРАЮ СОБСТВЕННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ КРИСТАЛЛА

Б. Ш. Парканский, А. Х. Ротару

Исходя из обобщенных уравнений Келдыша для когерентных экситонов и фотонов проводится анализ оптических переключений в режиме оптической бистабильности экситонов. Получено уравнение состояния теории оптической бистабильности в экситонной области спектра в геометрии кольцевого резонатора. Изучена динамика переключений между ветвями бистабильной зависимости выходящего излучения от интенсивности излучения на входе резонатора. С помощью численного эксперимента показано, что времена переключений вверх—вниз одного порядка.

Благодаря гигантским оптическим нелинейностям полупроводника на длинноволновом краю собственного поглощения эффекты оптической самоорганизации проявляются в этой области частот наиболее ярко. Один из важнейших примеров самоорганизации — оптическая бистабильность (ОБ), изучение которой в настоящее время бурно развивается как в области теории, так и экспериментов, фактически став самостоятельной областью нелинейной физики. Возросший интерес к этому явлению связан прежде всего с принципиальной возможностью его использования в компьютерной технологии для создания нового поколения ЭВМ на оптической элементной базе.

В работах Днепровского с сотрудниками [1, 2] впервые была экспериментально обнаружена специфическая ОБ на экситонах в полупроводнике GaSe. В этих работах она связывается с механизмом оптической нелинейности, обусловленной экситон-экситонным взаимодействием. Наблюдаемая в [1, 2] при относительно низких уровнях возбуждения кристалла ($n_{ex} \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$), ОБ открывает принципиально новые возможности для создания оптических элементов, работающих в широком интервале температур и потребляющих малые мощности. Особенно перспективны, на наш взгляд, такие объекты, как полупроводниковые квантовые ямы, где экситоны обнаружены при комнатных температурах.

На основе обобщенных уравнений Келдыша для когерентных экситонов и фотонов с учетом экситон-экситонного взаимодействия нами была построена теория ОБ в экситонной области спектра [3-5], которая хорошо согласуется с экспериментами.

При разработке элементной базы оптической ЭВМ наибольший интерес вызывает вопрос о временах и энергиях переключений вверх и вниз бистабильного оптического элемента — устройства, которое более других подходит на роль оптической логической ячейки. До сих пор этот вопрос рассматривался лишь в модели двухуровневых атомов [6, 7].

В данной работе впервые рассматриваются оптические переключения в экситонной области спектра, когда основным нелинейным механизмом является экситон-экситонное взаимодействие.

Как и в [3-5], исходный пункт теоретического рассмотрения эффектов в экситонной области спектра — система уравнений Келдыша. Временная эволюция когерентных экситонов и фотонов в приближении плавных

сгибающих описывается системой нелинейных дифференциальных уравнений

$$\frac{\partial a}{\partial \tau} = -a + ie + i(\delta - z)a, \quad (1)$$

$$\frac{\partial e}{\partial \tau} = -\sigma e + i\Delta e + i\frac{a^2}{2}a - \frac{c^2 k}{\Omega \gamma_{ex}} \frac{\partial e}{\partial x}, \quad (2)$$

где a и e — комплексные безразмерные амплитуды экситонов и фотонов; $\delta = (\Omega - \Omega_{ex})/\gamma_{ex}$ — безразмерная расстройка резонанса между частотой падающего на кристалл света Ω и частотой механического экситона Ω_{ex} ; γ_{ex} — константа затухания экситонов; $z = |a|^2$ — их безразмерная концентрация; $\sigma = \gamma_{ph}/\gamma_{ex}$; γ_{ph} — константа затухания фотонов; $\Delta = (\Omega^2 - c^2 k^2)/2\Omega \gamma_{ex}$; $\Omega^2 = (\Delta_0/\gamma_{ex})(\alpha/\gamma_{ex})$; $\Delta_0 = (4\pi d^2/\nu_0)/\hbar \gamma_{ex}$ — величина поларитонной щели; $\tau = \gamma_{ex} t$.

Пусть образец длины L помещен между входным и выходным зеркалами кольцевого резонатора с пропусканием T .

Вводя в рассмотрение входную (y) и выходную (x) амплитуды электромагнитного поля и используя граничные условия для кольцевого резонатора, в приближении теории среднего поля для стационарного случая получаем уравнение состояния ОБ

$$y^2 = \left\{ \left(\frac{1-R \cos F}{1-R} + \frac{\sigma \tau_1 \sqrt{\varepsilon_{\infty}}}{1-R} x + C \frac{z}{x} \right)^2 + \left(\frac{R \sin F}{1-R} + \frac{\Delta \tau_1 \sqrt{\varepsilon_{\infty}}}{1-R} \right) x + C \frac{z(z-\delta)}{x} \right\}^2, \quad (3)$$

$$z[(z-\delta)^2 + 1] = x^2. \quad (4)$$

Здесь

$$E_I = y \left(\frac{\hbar^3 \gamma_{ex}^3 \nu_0}{g d^2} \right)^{1/2} \sqrt{T},$$

$$E_T = x \left(\frac{\hbar^3 \gamma_{ex} \nu_0}{g d^2} \right)^{1/2} \sqrt{T},$$

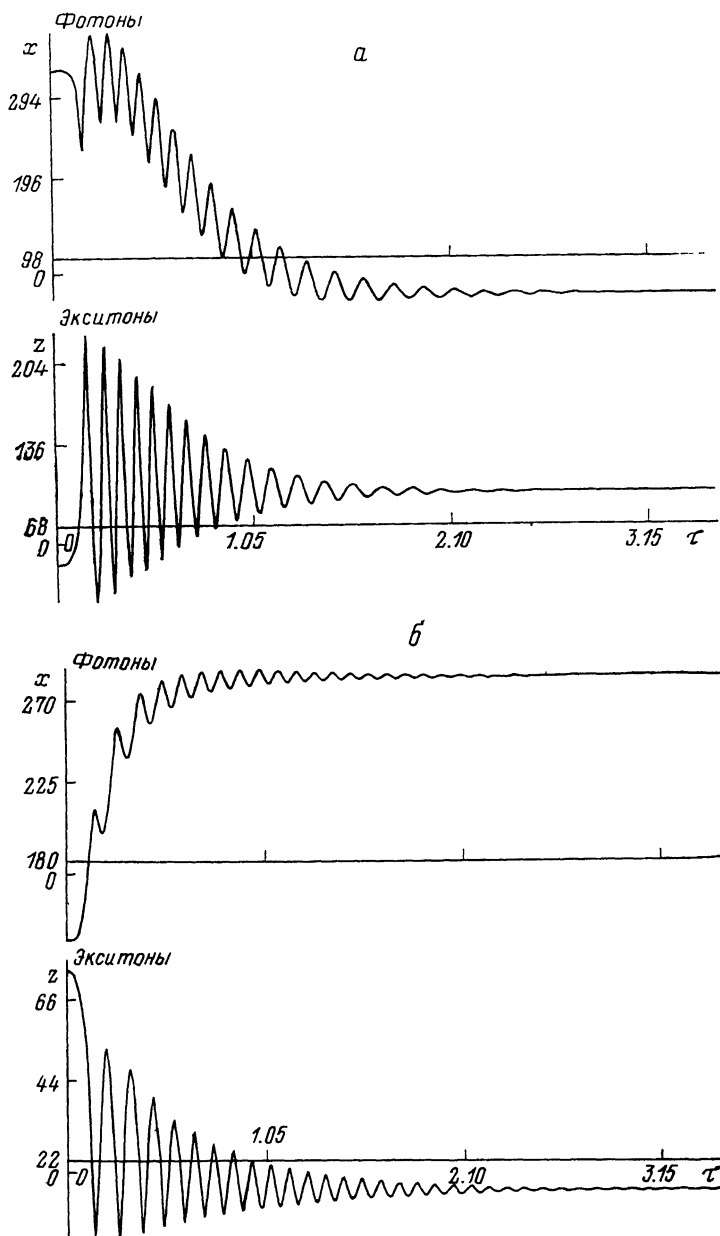
$R = 1 - T$ — коэффициент отражения зеркал резонатора, F — набег фазы поля в резонаторе, C — параметр оптической бистабильности.

Отметим, что это уравнение существенно отличается от уравнения ОБ Бонифачио—Луджиато для модели двухуровневых атомов [8], так как при $F = 2\pi n$ описывает кривую ОБ, имеющую гистерезис с ходом по часовой стрелке, а при $F = \pi/2 + 2\pi n$ — гистерезис с точкой самопересечения.

Отметим, что оптическая бистабильность в экситонной области спектра существенно зависит от расстройки резонанса между частотой электромагнитного поля накачки и частотой механического экситона. С ростом расстройки резонанса в отличие от оптической бистабильности в двухуровневых системах зависимость выходящего из резонатора излучения от входящего изменяется от однозначной до многозначной, когда пропускание становится бистабильным, причем с ростом δ оптическая бистабильность проявляется все более ярко.

При определенных значениях δ зависимость $x(y)$ имеет вид высокой и достаточно узкой гистерезисной петли. Благодаря этому для переключения системы не требуется значительное изменение величины накачки, а большая высота гистерезиса обеспечивает достоверное переключение и отсутствие случайных срабатываний логической ячейки. В отличие от бистабильных систем на двухуровневых атомах [6, 7], где часто оказывается возможным адиабатически исключить те или иные переменные и тем самым существенно упростить систему уравнений, здесь такая процедура невозможна.

По этой причине мы проводили численный эксперимент, когда система уравнений (1)—(2) с граничными условиями для кольцевого резонатора решалась точно. Начальные значения $\text{Re } a$, $\text{Im } a$, $\text{Re } e$, $\text{Im } e$ выбирались таким образом, чтобы они соответствовали величине y вблизи от порога



Динамика переключения с верхней ветви кривой ОБ на нижнюю (а) и с нижней ветви на верхнюю (б) при $C=40$, $\delta=90$.

переключения вверх (вниз). В момент времени $t=0$ задавалось скачкообразное изменение накачки Δy , такое, чтобы $y \pm \Delta y$ лежало по другую сторону от соответствующего порога переключения.

На рисунке, а, б представлена временная эволюция интенсивности выходящего из резонатора излучения при переключении вниз и вверх соответственно. Как видно из этого рисунка, спустя время $t \sim (1 \div 1,5) \gamma_{\sigma x}^{-1}$ система переходит с верхнего участка бистабильной кривой на нижний (а)

и с нижней на верхней (б). В отличие от двухуровневых систем, где времена переключений вниз и вверх существенно отличаются, в рассматриваемом случае ОБ, обусловленной экситон-экситонным взаимодействием, они оказываются одного порядка. Так как характерные времена релаксации экситонов в полупроводниках очень малы ($\tau_{ex} \sim 10^{-11} \div 10^{-12}$), оптические переключения в экситонной области спектра лежат в пикосекундном диапазоне. Это обстоятельство, а также тот факт, что ОБ на экситонах наблюдалась в [1, 2] при малых уровнях возбуждения кристалла ($I \sim 1$ кВт/см²), позволяют сделать вывод о перспективности ее практического использования для создания элементной базы оптической ЭВМ.

Для кристаллов типа CdS $\Delta_0 \sim 0.5$ мэВ, $\varepsilon_\infty \sim 5$, $\gamma_{ex} \sim 0.5$ мэВ, при $C=3$, $\delta=9$, $L=750$ Å рабочая точка режима оптической бистабильности $I_{pac}=1.8$ кВт/см² и изменения интенсивности излучения, необходимые для переходов между ветвями оптической бистабильности, $\Delta I \sim 0.3$ кВт/см². При этом энергии и времена переключения равны соответственно $\Delta E = 30$ фДж и $\tau \sim (6-9) \cdot 10^{-12}$ с.

Список литературы

- [1] Голубев Г. П., Днепровский В. С., Киселев Е. А., Ковалюк З. Д., Стадник В. А. // ДАН СССР. 1985. Т. 280. № 3. С. 591—593.
- [2] Днепровский В. С. // Изв. АН СССР. 1986. Т. 50. № 4. С. 661—668.
- [3] Ротару А. Х., Хаджи П. И., Газнат М. И., Шибаршина Г. Д. // ФГТ. 1987. Т. 29. № 2. С. 535—542.
- [4] Хаджи П. И., Шибаршина Г. Д., Ротару А. Х. Оптическая бистабильность в системе когерентных экситонов в полупроводниках. Кишинев: Штиинца, 1988. 120 с.
- [5] Залож В. А., Москаленко С. А., Ротару А. Х. // ЖЭТФ. 1989. Т. 95. № 2. С. 601—612.
- [6] Mandel P., Erneux T. // Opt. Commun. 1982. V. 42. N 5. P. 362—368.
- [7] Lujato L. A. et al. // Opt. Commun. 1982. V. 40. N 4. P. 307—312.
- [8] Bonifacio R., Lujato L. A. // Lett. Nuovo Cimento. 1978. V. 21. N 15. P. 517—521.

Институт прикладной физики АН МССР
Кишинев

Поступило в Редакцию
8 января 1990 г.

В окончательной редакции
5 июля 1991 г.