

УДК 537.311.33

© 1992

ОПТИЧЕСКАЯ БИСТАБИЛЬНОСТЬ И ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ КОГЕРЕНТНЫХ КВАЗИЧАСТИЦ В КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕДАХ

П. И. Бардецкий, В. А. Залож, А. Х. Ротару, В. З. Трончу

Работа посвящена изучению стационарной и нестационарной оптической бистабильности (ОБ) и оптических переключений в системе когерентных экситонов и биэкситонов в полупроводниках с учетом экситон-фотонного взаимодействия и оптической конверсии экситонов в биэкситоны. С помощью гайзенберговских уравнений движения для экситонов и биэкситонов и волнового уравнения для поля выведена система нелинейных дифференциальных уравнений, описывающая динамическую эволюцию системы. В стационарном случае получено уравнение состояния теории ОБ. Исследована стабильность стационарных состояний ОБ. С помощью компьютерного эксперимента изучены времена переключений между ветвями. Показано, что времена переключения вверх—вниз одного порядка и лежат в пикосекундном диапазоне. Предсказана возможность возникновения метастабильных нелинейных оптических самопульсаций в системе. Изучена динамическая ОБ в системе, когда внешняя накачка является функцией времени, имеющей параболический вид.

Явление оптической бистабильности (ОБ) — объект многочисленных теоретических и экспериментальных исследований — в сущности стало самостоятельной областью нелинейной физики. Являясь одним из наиболее ярких примеров оптической самоорганизации (оптосинергетики), ОБ открывает огромные перспективы для практического применения, прежде всего — для оптической обработки информации и создания нового поколения ЭВМ с оптической логикой. В настоящее время прикладные исследования направлены на оптимизацию оптических бистабильных устройств — уменьшение их размеров, времен переключения и мощностей потоков. Повышенные требования к скоростям переключения связаны с необходимостью конструирования сверхбыстрых оптических ЭВМ.

Наиболее полно ОБ представлена в монографии Гиббса [1]. В ней излагаются теоретические основы ОБ, описываются бистабильные материалы и устройства, рассматриваются оптические переключения, проводится анализ неустойчивостей и других явлений. Кроме того, достаточно полный обзор по ОБ в полупроводниках имеется в [2, 3].

Как известно, оптические нелинейности в полупроводниках особенно велики в экситонной области спектра, а характерные времена релаксации экситонов и биэкситонов очень малы ($\tau = 10^{-11} \div 10^{-12}$ с). Эти обстоятельства приводят к тому, что нелинейное взаимодействие света с веществом проявляется наиболее ярко именно в этой области частот, а малость времен релаксации может сыграть определяющую роль при конструировании приборов оптоэлектроники, где необходимы сверхбыстрые процессы.

Впервые ОБ на экситонах была изучена в работах Елесина и Копаева [4] и в наших работах [5–13]. В работах [5, 9, 14–16] построена теория ОБ в системе когерентных экситонов и биэкситонов при различных квантовых переходах.

Общий недостаток этих работ состоит в том, что в них изучается только статическая ОБ. Между тем в практическом плане наиболее важны вопросы,

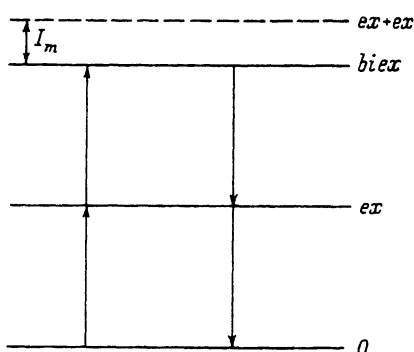


Рис. 1. Энергетическая схема и схема квантовых переходов теории ОБ с учетом экситон-фотонного взаимодействия и оптической конверсии экситонов в биэкситоны.

I_m — энергия связи биэкситона, O — основное состояние кристалла, ex и $biex$ — уровни энергии экситонного и биэкситонного состояний, ω — частота электромагнитного поля.

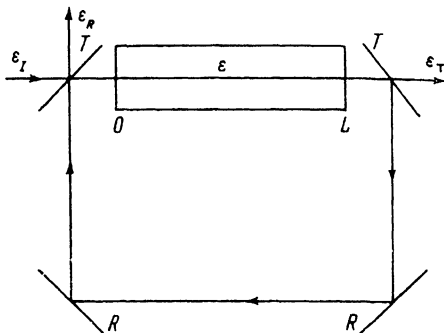


Рис. 2. Схема кольцевого резонатора.

ϵ_I , ϵ_R и ϵ_T — амплитуды падающего, отраженного и прошедшего полей соответственно.

связанные с изучением оптической динамики, динамической ОБ, оптических переключений и т. д. Эти вопросы изучены нами лишь при резонансном возбуждении экситонов большей плотности исходя из обобщенных уравнений Келдыша с учетом экситон-экситонного взаимодействия. Что касается исследования этих явлений в системе когерентных экситонов и биэкситонов, то до сих пор они не изучены.

Данная работа посвящена изучению стационарной и нестационарной ОБ, оптических переключений при учете экситон-фотонного взаимодействия и оптической конверсии экситонов в биэкситоны.

1. Динамические уравнения в приближении среднего поля

Рассмотрим явление ОБ в системе когерентных экситонов, фотонов и биэкситонов, имеющей место одновременно в области полосы экситонного поглощения и оптической конверсии экситонов в биэкситоны в кристаллах типа CdS, GaSe или Cu_2O . В этих кристаллах энергия связи биэкситонов мала и составляет $I_m \sim 0.5 \div 3$ мэВ. В случае, если спектральная ширина падающего на кристалл излучения $\hbar/\tau > I_m$, фотоны одного и того же импульса могут возбуждать экситоны из основного состояния кристалла и превращать экситоны в биэкситоны. Гигантская сила осциллятора биэкситонного перехода [17, 18] позволяет рассматривать явление ОБ при малых уровнях возбуждения, в силу чего эффекты межчастичного взаимодействия учитываться не будут. В этом состоит принципиальное отличие изучаемой в данной работе ОБ от аналогичного явления в экситонной области спектра [4, 13], где нелинейность задачи обусловлена экситон-экситонным взаимодействием.

На рис. 1 представлены трехуровневая модель и схема переходов с учетом экситон-фотонного взаимодействия и эффекта оптической конверсии экситона в биэкситон: I_m — энергия связи биэкситона, O — основное состояние кристалла, ex и $biex$ — уровни энергии экситонного и биэкситонного состояний, ω — частота электромагнитного поля, ω_{ex} — частота экситонного перехода.

Исходным пунктом теоретического рассмотрения явления ОБ в системе когерентных экситонов и биэкситонов является гамильтониан взаимодействия в представлении вторичного квантования. Рассматривается только одна макрозаполненная мода когерентных экситонов, фотонов и биэкситонов.

Гамильтониан задачи состоит из трех частей: гамильтониан экситонов и биэкситонов H_{matter} , гамильтониан свободного светового поля H и гамильтониан взаимодействия поля с системой когерентных экситонов и биэкситонов H_{int}

$$H_{matter} = \hbar \omega_{ex} a^+ a + \hbar \omega_{biex} b^+ b,$$

$$H_{int} = -\hbar g (E^- a + a^+ E^+) - \hbar G (a^+ b E^- + E^+ b^+ a), \quad (1)$$

где a^+ (b^+) — оператор рождения экситона (биэкситона) с энергией $\hbar \omega_{ex}$ ($\hbar \omega_{biex}$), g — константа экситон-фотонного взаимодействия, G — константа оптической конверсии экситона в биэкситон [18], E^+ (E^-) — положительно (отрицательно)-частотная часть переменного электромагнитного поля ($E^- = (E^+)^*$). Здесь использовано приближение вращающейся волны и учтены только резонансные члены. Простоты ради мы опустим индексы волновых векторов и положим объем системы $V=1$.

Гайзенберговские уравнения движения для операторов a и b имеют вид

$$\frac{da}{dt} = -i\omega_{ex} a + igE^+ + iGbE^- - \gamma_{ex} a,$$

$$\frac{db}{dt} = -i\omega_{biex} b + iGbE^+ - \gamma_{bi} b, \quad (2)$$

где γ_{ex} и γ_{bi} — константы затухания экситонов и биэкситонов соответственно, которые были введены в уравнения (2) феноменологически. Аналогичные уравнения можно получить точно с помощью методов квантовой теории флуктуаций и затухания из уравнения Фокера—Планка и эквивалентных ему уравнений Ланжевена в пренебрежении флуктуационными членами [19].

Уравнение движения для положительно-частотной компоненты электромагнитного поля E^+ эквивалентно волновому уравнению

$$c_0^2 \frac{\partial^2 E^+}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 E^+}{\partial t^2} = 4\pi h \frac{\partial^2}{\partial t^2} (ga + Ga^+ b). \quad (3)$$

В уравнениях (2), (3) мы пренебрегаем пространственной дисперсией экситонов и биэкситонов и рассматриваем одномерный случай распространения поля в направлении оси z .

Представим макроскопические амплитуды экситонов, биэкситонов и поля в виде модулированных плоских волн с несущей частотой ω и волновым вектором k

$$a = A(z, t) \exp(ikz - i\omega t),$$

$$b = B(z, t) \exp(2ikz - 2i\omega t),$$

$$E^+ = \varepsilon(z, t) \exp(ikz - i\omega t). \quad (4)$$

Пренебрегая энергией связи биэкситона вследствие ее малости, будем считать используемую трехуровневую модель практически эквидистантной. Кроме того,

предположим, что несущая частота электромагнитной волны ω находится в резонансе с частотой каждого из переходов. Дальнейший расчет будем вести в приближении укороченных уравнений, справедливых при

$$\left| \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} \right| \ll \omega |\varepsilon|, \quad \left| \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right| \ll k |\varepsilon|. \quad (5)$$

Это означает, что огибающие $A(z, t)$, $B(z, t)$, $\varepsilon(z, t)$ достаточно плавные функции и слабо изменяются на длине волны и за время одного периода падающего на кристалл света.

Поскольку настоящий этап изучения ОБ, оптических переключений и самопulsаций характеризуется тем, что они рассматриваются для конкретных оптических приборов с соответствующей геометрией опыта, рассмотрим теорию ОБ на экситонах и биэкситонах в геометрии кольцевого резонатора. Образец длиной L помещен между входным и выходным зеркалами резонатора, которые характеризуются одинаковым коэффициентом пропускания T . Два других зеркала считаются идеально отражающими (рис. 2). Используя известные граничные условия для амплитуд полей в точках O и L [1, 20, 21], имеем

$$\varepsilon_T = \sqrt{T} \varepsilon(L, t),$$

$$\varepsilon(0, t) = \sqrt{T} \varepsilon_I(t) + R e^{i\beta_0} \varepsilon(L, t - \Delta t), \quad (6)$$

где ε_I и ε_T — соответственно падающая на входное зеркало и выходящая из резонатора амплитуды поля; $R = 1 - T$ — коэффициент отражения зеркал 1 и 2 резонатора; Δt — время запаздывания, вносимое обратной связью; β_0 — побег фазы при обратном обходе.

С учетом (4), (5) в приближении среднего поля [1, 9, 20, 21] для амплитуд поля, экситонов и биэкситонов получаем

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = -\frac{c_0}{L} (1 - R e^{i\beta_0}) \varepsilon + 2\pi i \hbar \omega (gA + GA^*B) + \frac{c_0}{L} \sqrt{T} \varepsilon, \quad (7)$$

$$\frac{dA}{dt} = -\gamma_{ex} A + i g \varepsilon + i G B \varepsilon^*, \quad (8)$$

$$\frac{dB}{dt} = -\gamma_{bi} B + i G A \varepsilon. \quad (9)$$

В дальнейшем удобно перейти к безразмерным величинам, вводя нормированную входную Y и выходную X амплитуды полей, нормированные амплитуды экситонов U и биэкситонов V , а также безразмерное время τ по формулам

$$X = \frac{\varepsilon_T}{\varepsilon_s}, \quad Y = \frac{\varepsilon_I}{\varepsilon_s}, \quad U = i \frac{A}{A_s}, \quad V = \frac{B}{B_s},$$

$$\varepsilon_s = \frac{\sqrt{T\gamma_{ex}\gamma_{bi}}}{G}, \quad A_s = \sqrt{\frac{\gamma_{bi}}{\gamma_{ex}}} \frac{g}{G}, \quad B_s = \frac{g}{G}, \quad C = \frac{\alpha L}{4T}, \quad (10)$$

$$\alpha = \frac{4\pi \hbar g^2 \omega}{c_0 \gamma_{ex}}, \quad \sigma = \frac{c_0 T}{L \gamma_{bi}}, \quad d = \frac{\gamma_{ex}}{\gamma_{bi}}, \quad \tau = \gamma_{bi} t,$$

где C — параметр ОБ. Ради простоты предположим, что фазы падающей волны и волны обратной связи совпадают ($\beta_0 = 2\pi n$). Тогда из (7)—(9) получаем

$$\frac{dX}{d\tau} = -\sigma X + 2C\sigma U(1 - V) + \sigma Y, \quad (11)$$

$$\frac{dU}{d\tau} = -dU - dX(1 - V), \quad (12)$$

$$\frac{dV}{d\tau} = -V + UX. \quad (13)$$

Система уравнений (11)—(13) относится к классу нелинейных обыкновенных дифференциальных уравнений, описывающих динамическую эволюцию когерентных экситонов, биэкситонов и поля в твердых телах и является основой изучения стационарной ОБ и переключений.

2. Оптические гистерезисы и переключения

Уравнение состояния теории стационарной ОБ в системе когерентных экситонов и биэкситонов легко получить из (11)—(13), приравняв к нулю производные. Оно имеет вид

$$Y = X \left(1 + 2C \frac{1 + 2X^2}{(1 + X^2)^2} \right) \quad (14)$$

и отличается от аналогичного уравнения состояния ОБ в модели двухуровневых атомов [1, 20]

$$Y = X \left(1 + \frac{2CX}{1 + X^2} \right), \quad (15)$$

являясь обобщением последней. Свойства функции $Y(X)$ существенно определяются значением параметра бистабильности C . Исследование ее на экстремум показывает, что критерием существования ОБ в приближении среднего поля является неравенство $C > C_{кр} = 54/17$, в то время как критерием существования ОБ в системе двухуровневых атомов является неравенство $C > 4$. При $C < C_{кр}$ функция $X(Y)$ во всей области изменения входной амплитуды Y является однозначной, а при $C > C_{кр}$ существует область значений Y , в пределах которой $X(Y)$ является трехзначной.

На рис. 3 представлены зависимости амплитуд выходящего излучения X от амплитуд входящего излучения Y при различных значениях параметра

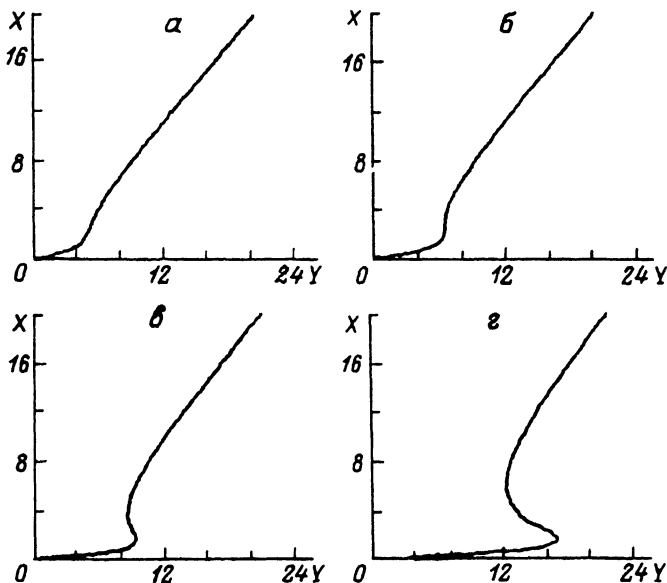


Рис. 3. Стационарная ОБ $X(Y)$ в кольцевом резонаторе при различных значениях параметров.
 $C=2$ (а), $C=C_{кр}=54/17$ (б), $C=5$ (в), $C=10$ (г).

бистабильности C . При $C < C_{кр}$ имеет место линейная однозначная связь между амплитудами входящего Y и выходящего X излучения. Однако при $C > C_{кр}$ эта связь становится нелинейной и при определенных значениях Y неоднозначной и в системе возникает ОБ, которая проявляется более ярко с увеличением параметра бистабильности. С ростом амплитуды входящего излучения Y амплитуда выходящего излучения X монотонно растет вдоль нижней ветви гистерезисной кривой. При достижении некоторого критического значения амплитуды входного поля $Y_{кр}$ амплитуда выходящего изменится скачкообразно. Дальнейшее увеличение Y приводит к монотонному увеличению X вдоль верхней ветви гистерезисной кривой. Если теперь уменьшать амплитуду входящего, двигаясь вдоль верхней ветви гистерезисной кривой, то снова возникает скачкообразное изменение величины, однако при другом, отличном от $Y_{кр}$, значении Y . Одним из важных и принципиальных вопросов ОБ является исследование стабильности кривой стационарной ОБ. Как известно, в модели двухуровневых атомов часть верхней кривой ОБ при определенных условиях является нестабильной [1, 10, 21], в результате чего в системе возникают самопульсации, что затрудняет использование ОБ в оптических схемах логики. Поэтому представляет интерес исследование на устойчивость, по Ляпунову, стационарных значений на малые возмущения.

Собственные значения якобиана системы уравнений (11)—(13) в стационарных точках удовлетворяют кубическому уравнению

$$\lambda^3 + a_1\lambda^2 + a_2\lambda + a_3 = 0, \quad (16)$$

где

$$a_1 = \sigma + d + 1,$$

$$a_2 = 2C\sigma \left[\frac{X^2}{(1 + X^2)^2} + d \frac{1 + 2X^2}{(1 + X^2)^2} \right] + \sigma(d + 1) + d(1 + X^2),$$

$$a_3 = \sigma d (1 + X^2) \frac{dY}{dX}.$$

Стационарные точки устойчивы, когда вещественные части корней уравнения (16) будут отрицательными. Это требование приводит к выполнению следующих неравенств: 1) $a_1 > 0$, 2) $a_1 a_2 - a_3 > 0$, 3) $a_3 > 0$. Первое условие выполняется всегда. Третье неравенство выполняется на верхней и нижней ветвях кривой ОБ, причем точки обратной ветви ОБ в силу отрицательности производной являются неустойчивыми. Второе условие выполняется для всех стационарных точек как нижней, так и верхней кривой ОБ. Таким образом, стационарные состояния кривой ОБ при выбранных нами условиях являются устойчивыми. Это приводит к тому, что в условиях точного резонанса в системе когерентных экситонов и биэкситонов с учетом переходов в экситонной области спектра и области M -полосы люминесценции кристалла невозможно возникновение автоколебаний. Этот факт обеспечивает достоверные переключения между ветвями ОБ и может быть использован при конструировании приборов для оптической обработки информации и ЭВМ с оптической логикой.

Поскольку как верхняя, так и нижняя части кривой ОБ являются устойчивыми, представляет интерес изучение времен переключения между ними. Основой исследования времен переключений является система уравнений (11)—(13). В настоящее время отсутствует стандартный алгоритм решения нелинейных дифференциальных уравнений общего вида и получение аналитических решений системы уравнений (11)—(13) является трудной задачей. В связи с этим нами проведен компьютерный эксперимент. Начальные условия берутся таким образом, чтобы они соответствовали значению Y вблизи порога переключения вверх—вниз. В момент времени $t = 0$ задается скачкообразное изменение накачки ΔY , такое, что $Y \pm \Delta Y$ лежит по другую сторону от соответствующего порога переключения.

На рис. 4 представлены переключения с нижней ветви ОБ на верхнюю, эволюция амплитуд экситонов и биэкситонов, а также проекция траекторий в фазовом пространстве на плоскости с координатными осями амплитуда экситонов—амплитуда биэкситонов при следующих значениях параметров: $\sigma = 0.1$, $d = 1$, $C = 10$. Из этого рисунка видно, что система переходит с нижней ветви кривой ОБ на верхнюю за время порядка $t = (40-50) \gamma_{bi}^{-1}$. Параметр d не очень существенно влияет на времена переключения, хотя, как показывает численный эксперимент, экситонная подсистема быстрее достигает стационарного состояния при больших значениях d .

На рис. 5 изображены аналогичные зависимости при следующих значениях параметров: $\sigma = 10$, $d = 0.1$, $C = 10$. Как видно из этого рисунка, время переключения уменьшается на порядок, однако переход сопровождается нелинейными затухающими колебаниями, а фазовая траектория стремится к устойчивому фокусу. Численный расчет показал, что с ухудшением добротности резонатора, т. е. с ростом σ , времена переключения уменьшаются и в системе возникают метастабильные с конечным временем жизни колебания.

На рис. 6 изображены оптические переключения и соответствующий фазовый портрет в случае перехода с верхней ветви ОБ на нижнюю при $\sigma = 0.1$, $d = 1$, $C = 10$. В отличие от двухуровневых систем, где времена переключений вниз и вверх существенно отличаются, в случае ОБ в системе когерентных экситонов и биэкситонов, как видно из рис. 6, они оказываются одного порядка. Так как времена релаксации экситонов и биэкситонов в полупроводниках τ_{ex} , $\tau_{bi} \sim 10^{-11} \div 10^{-12}$ с, оптические переключения в системе когерентных экситонов и биэкситонов лежат в пикосекундном диапазоне.

На рис. 7 представлены аналогичные графики при ухудшении добротности резонатора ($\sigma = 10$). Видно, что при этом время переключения уменьшается на

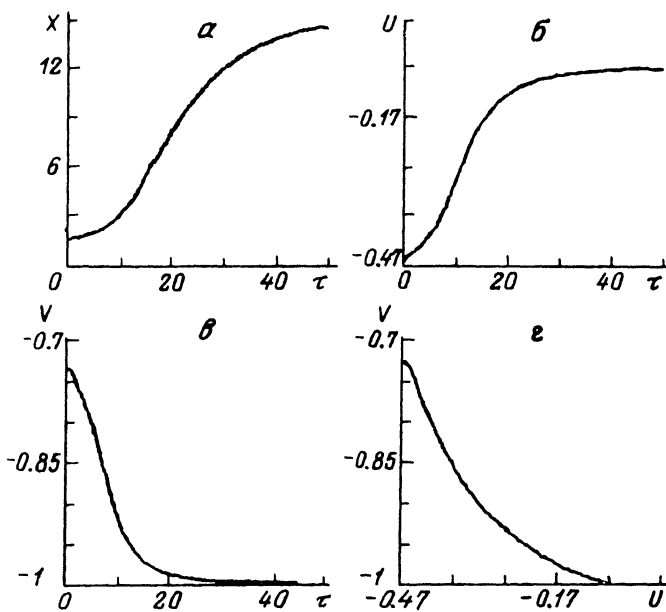


Рис. 4. Оптические переключения с нижней ветви на верхнюю, динамическая эволюция амплитуд экситонов (U) и биэкситонов (V) и фазовый портрет траектории при $\tau = 0.1$, $d = 1$, $C = 10$.

порядок, однако в отличие от переключения вверх переключения вниз не сопровождаются колебательным режимом.

В экспериментах, как правило, исследуется динамическая ОБ, которая получается в результате сравнения зависящей от времени внешней накачки, имеющей вид гауссовского или треугольного импульса с соответствующим ей временным откликом системы. Впервые ОБ такого типа была рассмотрена Бишофбергером и Шенном [22]. Теоретически и экспериментально было изучено поведение нелинейного интерферометра Фабри—Перо, заполненного керровой средой, под действием импульсов различной формы. Авторы [22] получили отличное согласие теории и эксперимента. В экситонной области спектра с учетом экситон-экситонного взаимодействия динамическая ОБ впервые изучена теоретически нами в [12] исходя из уравнений Келдыша для системы когерентных экситонов и фотонов, а в [23] обнаружена экспериментально Днепровским с сотрудниками. Там же предсказана принципиальная возможность трансформации регулярных оптических импульсов в стохастические фотонные вспышки.

Что касается динамической ОБ в системе когерентных экситонов и биэкситонов, то эта задача до сих пор не решалась. Нами проведен компьютерный эксперимент, в котором система нелинейных дифференциальных уравнений (11)–(13), описывающих динамику когерентных экситонов, фотонов и биэкситонов с учетом граничных условий для кольцевого резонатора, решалась численно, причем внешняя накачка $Y(\tau)$ была функцией времени, имеющей вид параболической формы различной длительности τ_0 . Результаты эксперимента представлены на рис. 8, 9 при следующих значениях параметров: $\tau_0 = 40$, $\sigma = 1$, $d = 0.5$, $C = 10$ и $\tau_0 = 20$, $\sigma = 10$, $d = 0.5$, $C = 10$ соответственно. На рис. 8, 9 имеют зависимость $Y(\tau)$ и соответствующая совмещенная по времени зависимость $X(\tau)$, зависимость амплитуды экситонов от времени, а также зависимость выходящего излучения от падающего — динамическая ОБ.

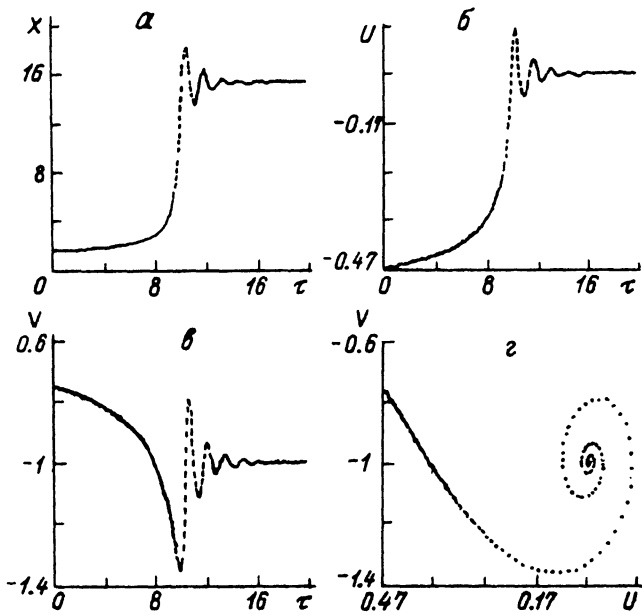


Рис. 5. Оптические переключения с нижней ветви на верхнюю при $\sigma = 10$, $d = 0.1$, $C = 10$. Возникновение метастабильных самопульсаций.

Численный эксперимент показывает, что с уменьшением длительности падающего на кристалл импульса света τ_0 динамическая ОБ ухудшается. Кроме того, с ухудшением добротности резонатора на верхней ветви имеются участки с

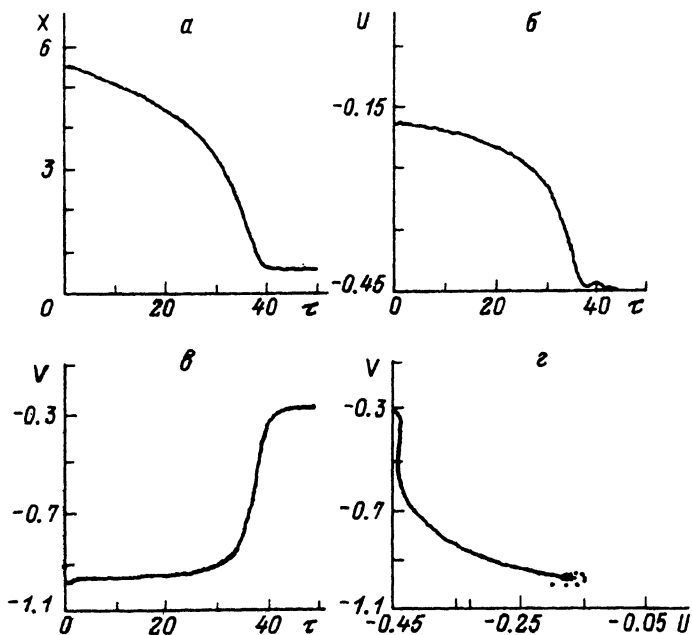


Рис. 6. Оптические переключения в случае перехода с верхней ветви ОБ на нижнюю при $\sigma = 0.1$, $d = 1$, $C = 10$.

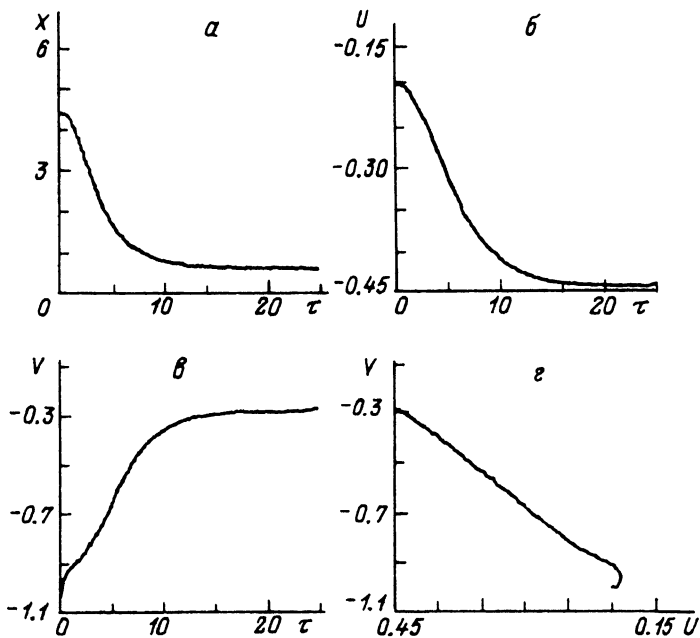


Рис. 7. Оптические переключения вниз при $\sigma = 0.1$, $d = 0.1$, $C = 10$.

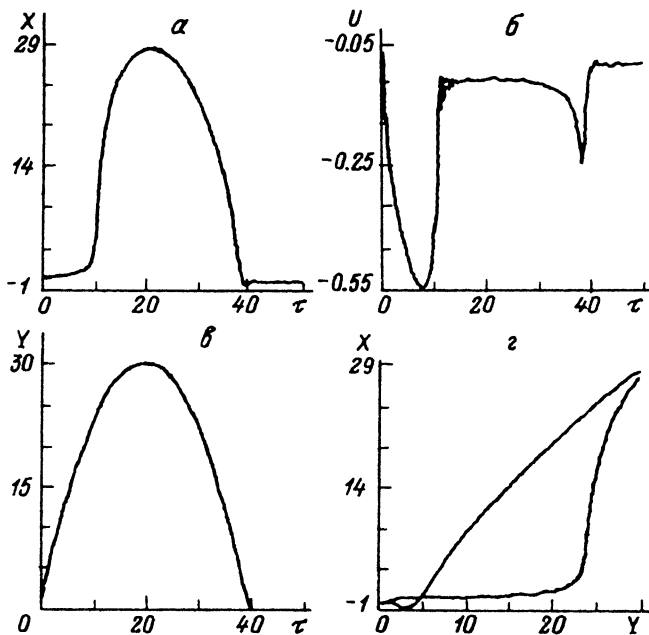


Рис. 8. Динамическая бистабильность от внешнего импульса параболической формы длительностью $\sigma = 40$ при $\sigma = 1$, $d = 0.5$, $C = 10$.

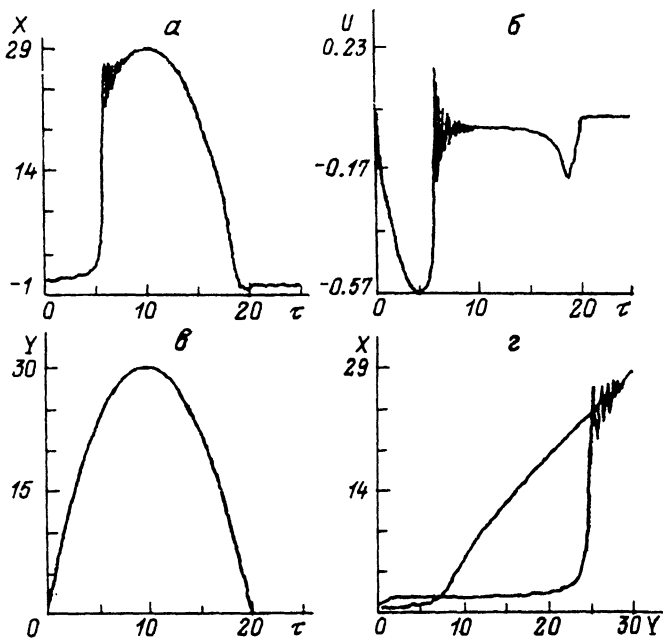


Рис. 9. Динамическая бистабильность от внешнего импульса параболической формы длительностью $\sigma = 20$ при $\sigma = 10$, $d = 0.5$, $C = 10$.

затухающими самопульсациями значительной амплитуды, причем они могут иметь как регулярный, так и стохастический характер. Это связано с тем, что система когерентных экситонов, фотонов и биэкситонов попадает в режим метастабильных самопульсаций.

Список литературы

- [1] Гиббс Х. Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света. М.: Мир, 1988.
- [2] Рывкин Б. С. // ФТП. 1985. Т. 19, С. 3—38.
- [3] Днепровский В. С. // Изв. АН СССР. Сер. физическая. 1986. Т. 50. С. 661—664.
- [4] Елесин В. Ф., Копаев Ю. В. // ЖЭТФ, 1972. Т. 62. С. 1447—1453.
- [5] Хаджи П. И., Москаленко С. А., Шибаршина Г. Д., Ротару А. Х. // ФТТ. 1982. Т. 24. № 6. С. 1624—1630.
- [6] Хаджи П. И., Москаленко С. А., Шибаршина Г. Д., Ротару А. Х. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 6. С. 1883—1885.
- [7] Ротару А. Х., Хаджи П. И., Базнат М. И., Шибаршина Г. Д. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 2. С. 535—542.
- [8] Залож В. А., Ротару А. Х., Шибаршина Г. Д. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 6. С. 1897—1899.
- [9] Хаджи П. И., Шибаршина Г. Д., Ротару А. Х. Оптическая бистабильность в системе когерентных экситонов и биэкситонов в полупроводниках. Кишинев: Штиинца, 1988. 120 с.
- [10] Ротару А. Х., Залож В. А. Оптическая самоорганизация экситонов и биэкситонов в полупроводниках. Кишинев: Штиинца. 1990. 167 с.
- [11] Залож В. А., Ротару А. Х., Москаленко С. А. // ЖЭТФ. 1989. Т. 95. № 2. С. 601—612.
- [12] Парканский Б. Ш., Ротару А. Х. // ЖЭТФ. 1991. Т. 99. З. С. 899—910.
- [13] Мисько В. Р., Москаленко С. А., Ротару А. Х., Швера Ю. М. // ЖЭТФ. 1991. Т. 99. № 4. С. 1215—1229.
- [14] Khadzhi P. I., Shibarshina G. D., Rotaru A. H., Slavov Yu. D. // Phys. Stat. Sol. (b). 1988. V. 147. N 2. P. 721—725.
- [15] Ротару А. Х., Хаджи П. И., Шибаршина Г. Д. // УФЖ. 1986. Т. 31. № 10. С. 1506—1513.
- [16] Khadzhi P. I., Shibarshina G. D., Rotaru A. H., Slavov Yu. D. // Phys. Stat. Sol. (b). 1988. V. 150. N 2. P. 513—518.
- [17] Гоголин А. А., Рашба Э. И. // Письма в ЖЭТФ. 1973. Т. 17. № 2. С. 690—693.
- [18] Хаджи П. И. Нелинейные оптические процессы в системе экситонов и биэкситонов в полупроводниках. Кишинев: Штиинца, 1985. 213 с.

- [19] Ротару А. Х., Москаленко С. А. Швера Ю. М. // ТМФ. 1988. Т. 75. № 2. С. 295—305.
[20] Bonifacio R., Lugiato L. A. // Lett. Nuovo Cimento. 1976. V. 21. N 15. P. 505—509.
[21] Bonifacio R., Lugiato L. A. // Lett. Nuovo Cimento. 1976. V. 21. N 15. P. 510—516.
[22] Bishjaberger T., Shen Y. R. // Phys. Rev. A. 1979. V. 19. N 3. P. 1169—1176.
[23] Голубев Г. П., Днепровский В. С., Киселев Е. А. и др. // ДАН СССР. 1985. Т. 280. № 3. С. 591—593.

Институт прикладной физики
АН Молдавии
Кишинев

Поступило в Редакцию
16 мая 1992 г.
