

УДК 537.311.33

ДВУХФОТОННАЯ БИСТАБИЛЬНОСТЬ НА МЕЖЭКСИТОННЫХ ПЕРЕХОДАХ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

П. И. Бардецкий, А. Х. Ротару, Ш. Д. Тирон, М. И. Шмиглюк

Изучено явление оптической бистабильности (ОБ) при двухфотонных переходах между экситонными уровнями в полупроводниках. В одномодовом приближении получено уравнение состояния теории ОБ в геометрии резонатора Фабри—Перо при двухфотонных внутри- и межсерийных квантовых переходах.

Оптическая би- и мультистабильность — одно из проявлений самовоздействия световой волны, заключающегося в том, что прошедший через среду (или отраженный от границы раздела сред) световой поток может оказаться многозначной функцией падающего светового потока, т. е. может иметь место гистерезисная зависимость прошедшего (отраженного) потока света от падающего. Определяющими моментами в возникновении многозначной зависимости прошедшего света от падающего являются наличие обратной связи (в частности, резонатора) и нелинейная зависимость коэффициента преломления либо поглощения света от интенсивности.

Благодаря гигантским нелинейностям оптическая бистабильность (ОБ) и мультистабильность проявляются особенно ярко в полупроводниках, в силу чего последние являются наиболее перспективными материалами для технического применения: создания безынерционных оптических транзисторов и переключателей, элементов памяти и других устройств оптоэлектроники. Достаточно полный обзор по ОБ в полупроводниках сделан в [1, 2].

Как известно, оптические нелинейности в полупроводниках особенно велики в экситонной области спектра. Это обстоятельство приводит к тому, что нелинейное когерентное взаимодействие света с веществом проявляется наиболее ярко именно в этой области частот. Кроме того, поскольку характерные времена релаксации экситонов в полупроводниках являются малыми, а сами экситоны короткоживущими, последние могут сыграть определяющую роль при конструировании приборов оптоэлектроники, где необходимы сверхбыстрые переключения, в частности при создании элементов для быстродействующих ЭВМ.

В последнее время появились как экспериментальные, так и теоретические работы по ОБ в экситонной области спектра, в области M -полосы люминесценции кристалла и др. [3-8].

Что касается когерентных эффектов при межэкситонных переходах в полупроводниках, они рассмотрены главным образом в наших работах [9-13]. В них проводится теоретическое исследование самосогласованного двойного оптического резонанса и вынужденного эффекта Штарка, построена теория самоиндуцированной прозрачности, нелинейной нутации и радиационного эха на внутри- и межсерийных экситонных переходах, показана принципиальная возможность инфракрасной лазерной генерации и возникновения оптической турбулентности при квантовых переходах между экситонными уровнями в полупроводниках. Совсем не-

давно [14] появилась первая экспериментальная работа, в которой наблюдается предсказанный в [9, 10] оптический эффект Штарка на экситонном переходе $1S (\Gamma_5^+) \rightarrow 2P (\Gamma_4^-)$ в кристалле Cu_2O . Можно предположить, что появление этой работы будет стимулировать экспериментальные исследования когерентных нелинейных явлений при межэкситонных переходах.

В связи с этим представляет интерес изучение и предсказание новых резонансных эффектов в данной области частот.

Настоящая работа посвящена явлению оптической бистабильности в геометрии резонатора Фабри—Перо при двухфотонных внутри- и межсерийных квантовых переходах в полупроводниках.

1. Постановка задачи. Основные уравнения теории ОБ в геометрии резонатора Фабри—Перо

Рассмотрим теорию двухфотонной ОБ на экситонных переходах в полупроводниках в геометрии резонатора Фабри—Перо. Теоретическое рассмотрение в этой геометрии более сложное, нежели в геометрии кольцевого генератора. Однако эксперименты по ОБ в экситонной области спектра были выполнены главным образом в геометрии резонатора Фабри—Перо [3-6].

В качестве конкретной физической системы для обнаружения ОБ на межэкситонных переходах рассмотрим разрешенные двухфотонные переходы между состояниями $1S (\Gamma_2^+)$ и $1S (\Gamma_5^+)$ экситонов в кристалле Cu_2O , который является классическим объектом для спектроскопии межэкситонных переходов.

Исходными для теоретического рассмотрения явления ОБ на межэкситонных переходах являются гамильтониан взаимодействия в представлении вторичного квантования и волновое уравнение для поля. Обычным образом рассматриваются лишь одна экситонная мода и одна мода поля резонатора. Полный гамильтониан задачи состоит из трех частей: гамильтониана свободных экситонов \mathcal{H}_1 , гамильтониана свободного поля \mathcal{H}_2 и гамильтониана взаимодействия поля с экситонами \mathcal{H}_3

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_1 + \mathcal{H}_2 + \mathcal{H}_3, \quad (1)$$

где

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_1 &= \hbar\omega_1(k) a_{1k}^\dagger a_{1k} + \hbar\omega_2(k) a_{2k}^\dagger a_{2k}, \\ \hbar\omega_1(k) &\equiv \varepsilon_{1S(\Gamma_5^+)}(k), \quad \hbar\omega_2(k) \equiv \varepsilon_{1S(\Gamma_2^+)}(k), \\ \mathcal{H}_2 &= 1/8\pi \cdot (E^2 + H^2), \\ \mathcal{H}_3 &= ig\hbar (E^- E^- a_{1k}^\dagger a_{2k} - E^+ E^+ a_{1k} a_{2k}^\dagger), \end{aligned}$$

E^+ , E^- — положительные и отрицательные частотные компоненты напряженности электромагнитного поля; a_{1k}^\dagger , a_{2k}^\dagger — макроскопические операторы рождения первого и второго уровней с энергиями $\hbar\omega_1$ и $\hbar\omega_2$ соответственно; g — константа двухфотонной конверсии между уровнями 1 и 2. Здесь и далее полагаем объем системы $V=1$ и опускаем индексы волновых векторов.

В дальнейшем рассмотрим случай, когда общее число экситонов на уровнях 1 и 2 сохраняется, т. е. $N_1 + N_2 = N = \text{const}$. Такое приближение сводит рассматриваемую нами задачу к двухуровневой модели и, вообще говоря, не вполне очевидно, поскольку в отличие от системы двухуровневых атомов система экситонов является переходной и требует предварительной подготовки. Это приводит к тому, что N не является интегралом движения и динамика системы описывается в приближении вращающей симметрии не в трехмерном, а в четырехмерном фазовом пространстве. Однако в работах [13-15] было показано, что при определенном соотношении между величиной внешней накачки и затуханиями соответствующих уровней полное число квазичастиц можно считать постоянным ($N = \text{const}$). Этот результат был затем подтвержден и в численном эксперименте [16], где показано, что общее число квазичастиц в конденсированных средах быстро эволюционирует к своему стационарному значению.

Введем в рассмотрение разность населенностей $S = N_2 - N_1$ и поляризацию среды $P^+ = a_1^+ a_2$ ($P^- = a_1 a_2^+$), для S и P^+ с помощью (1) получаем следующие уравнения движения:

$$\frac{dS}{dt} = -(\gamma_1 + \gamma_2) \frac{S}{2} - (\gamma_2 - \gamma_1) \frac{N}{2} - 2g(E^+ E^+ P^- + E^- E^- P^+), \quad (2)$$

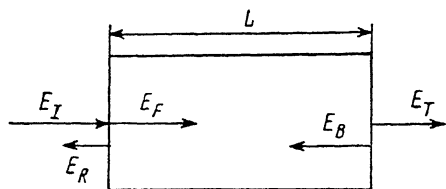
$$\frac{dP^+}{dt} = -(\gamma_1 + \gamma_2 + i\omega_{21}) P^+ + gE^+ E^+ S, \quad (3)$$

где γ_1, γ_2 — константы затухания экситонов, определяющие скорость ухода квазичастиц из соответствующих уровней и введенные в уравнения движения феноменологически; $\omega_{21} = \omega_2 - \omega_1$ — энергетическое расстояние между уровнями.

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

$$c^2 \frac{\partial^2 E^+}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 E^+}{\partial t^2} - 2\chi \frac{\partial E^+}{\partial t} = -8\pi i g \hbar \frac{\partial^2}{\partial t^2} (E^- P^+), \quad (4)$$

Рис. 1. Резонатор Фабри—Перо.



где χ — константа затухания поля.

Рассмотрим случай, когда плоская монохроматическая волна с частотой ω и напряженностью E_1 падает на резонатор Фабри—Перо и вызывает двухфотонные переходы между уровнями $1S$ (Γ_2^+) и $1\bar{S}$ (Γ_3^+) кристалла Cu_2O (рис. 1); E_F, E_B — прямое и обратное поля в резонаторе; E_R, E_T — отраженное и прошедшее поля.

Представим электромагнитное поле и поляризацию среды в виде суперпозиции прямой и обратной волн, движущихся вперед (индекс «F») и назад (индекс «B») соответственно

$$\begin{aligned} E^+(x, t) &= E_F \exp(-i\omega t + ikx) + E_B \exp(-i\omega t - ikx), \\ P^+(x, t) &= P_F \exp\{-2i(\omega t - kx)\} + P_B \exp\{-2i(\omega t + kx)\}, \end{aligned} \quad (5)$$

где E_F, E_B, P_F, P_B — медленно меняющиеся функции координат и времени.

Выражение для разности населенностей представим в виде

$$S = S_0 + S_1 \exp(2ikx) + S_{-1} \exp(-2ikx). \quad (6)$$

Подставляя (5)—(6) в (2)—(4), в приближении медленно изменяющихся огибающих для медленных амплитуд получаем

$$c \frac{\partial E_F}{\partial x} + \frac{\partial E_F}{\partial t} + \chi E_F = 4g\hbar\omega E_F P_F, \quad -c \frac{\partial E_B}{\partial x} + \frac{\partial E_B}{\partial t} + \chi E_B = 4g\hbar\omega E_B P_B, \quad (7), (8)$$

$$\frac{\partial P_F}{\partial t} = -(\gamma_1 + \gamma_2 + i\varepsilon) P_F + g(S_0 E_F^2 + 2S_1 E_F E_B), \quad (9)$$

$$\frac{\partial P_B}{\partial t} = -(\gamma_1 + \gamma_2 + i\varepsilon) P_B + g(S_0 E_B^2 + 2S_{-1} E_F E_B), \quad (10)$$

$$\frac{\partial S_0}{\partial t} = -\frac{S_0}{2} (\gamma_1 + \gamma_2) - \frac{N}{2} (\gamma_2 - \gamma_1) - 2g[E_F^2 (P_F + P_F^*) + E_B^2 (P_B + P_B^*)], \quad (11)$$

$$\frac{\partial S_1}{\partial t} = -\frac{S_1}{2} (\gamma_1 + \gamma_2) - 4gE_F E_B (P_F + P_B^*), \quad (12)$$

$$\frac{\partial S_{-1}}{\partial t} = -\frac{S_{-1}}{2} (\gamma_1 + \gamma_2) - 4gE_F E_B (P_F^* + P_B), \quad (13)$$

$\varepsilon = \omega_{21} - 2\omega$ — расстройка резонанса.

Граничные условия для резонатора Фабри—Перо имеют вид

$$E_F(0) = \sqrt{T} E_I + \sqrt{R} E_B(0), \quad E_T = \sqrt{T} E_F(L), \quad E_B(L) = \sqrt{R} E_F(L), \quad (14)$$

где $E_{F, B}(0)$ и $E_{F, B}(L)$ — амплитуды полей в точках с координатами $x=0$ и $x=L$ соответственно.

Используя (14), из (7)—(13) в стационарном случае и в приближении среднего поля [17] после несложных, но громоздких преобразований находим зависимость между прошедшим E_T и падающим E_I полями

$$E_I = E_T \left\{ 1 + \frac{1+R}{T} \frac{\omega \gamma L}{c^2 k} + \frac{\Gamma L}{T^2} [(1+R^2)(\gamma_1 + \gamma_2) + 2a|z|^2 RE_T^2] \times \right. \\ \left. \times E_T^2 \left[1 + \frac{a(\gamma_1 + \gamma_2)}{T^2} (1+4R+R^2) E_T^4 + 2a^2|z|^2 \frac{R}{T^2} E_T^8 \right]^{-1} \right\}, \quad (15)$$

где

$$\Gamma = \pi \hbar a (\gamma_2 - \gamma_1) N \omega / 2c, \quad a = 8g^2 / [(\gamma_1 + \gamma_2)|z|^2], \quad |z|^2 = (\gamma_1 + \gamma_2)^2 + \varepsilon^2,$$

L — длина образца.

2. Обсуждение результатов

Уравнение (15), определяющее зависимость амплитуды прошедшего через резонатор Фабри—Перо света E_T от амплитуды падающего E_I , является по сути дела уравнением теории оптической бистабильности на случай двухфотонных переходов между двумя энергетическими уровнями ква-

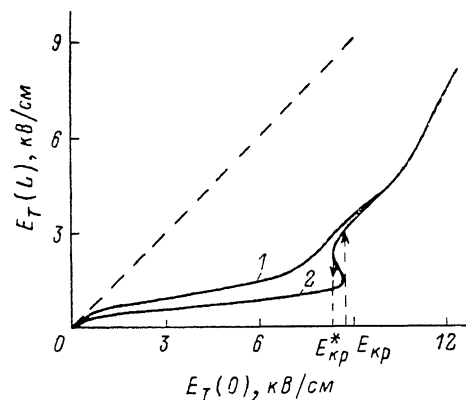


Рис. 2. Зависимость амплитуды выходящего из резонатора излучения E_T от амплитуды падающего E_I при $N = 10^{18} \text{ см}^{-3}$. $\varepsilon = 0.01 \omega$ (1) и 0.001ω (2).

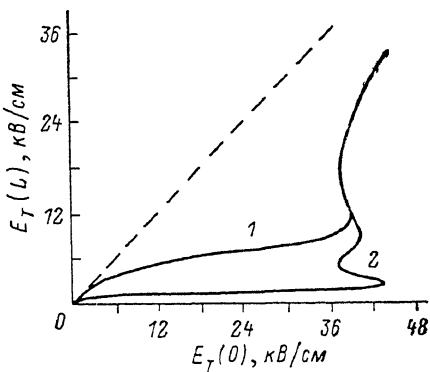


Рис. 3. Зависимость амплитуды выходящего из резонатора излучения E_T от амплитуды падающего E_I при $N = 10^{17} \text{ см}^{-3}$. $\varepsilon = 0.1 \omega$ (1) и 0.001ω (2).

зичастиц в конденсированных средах. Оно существенно отличается от уравнения состояния теории ОБ в случае однофотонных переходов [17], которое в приближении среднего поля сводится к хорошо известному уравнению ОБ для двухуровневых сред Бонифачио—Лугиато.

Уравнение (15) является более нелинейным по сравнению с уравнением Бонифачио—Лугиато, и в принципе при двухфотонных переходах возможно не только явление ОБ, но и мультистабильности.

В работах [18—20] исходя из уравнений Максвелла—Блоха построена теория двухфотонной оптической бистабильности для двухуровневых атомов, помещенных в кольцевой резонатор. Рассмотрено влияние расстройки резонанса и эффекта Штарка на явление оптической бистабильности. В случае добротного резонатора, когда прямая и обратная волны практически совпадают, из (15) легко получить известное уравнение состояния двухфотонной оптической бистабильности Ареки и Полити [18]. К этому же уравнению сводятся при определенных условиях и результаты работ [19, 20]. Таким образом, в пренебрежении эффектами распространения уравнения состояния теории двухфотонной оптической бистабильности (в модели двухуровневых атомов) в геометрии кольцевого и Фабри—Перо резонаторов совпадают.

На рис. 2 приведена зависимость прошедшего поля E_T от падающего E_I при следующих значениях параметров: $T=0.2$, $\omega=1.8 \cdot 10^{13}$ с $^{-1}$, $\gamma_1=5 \cdot 10^{10}$ с $^{-1}$, $\gamma_2=10^{10}$ с $^{-1}$, $\chi=10^6$ с $^{-1}$, $g=2.4 \cdot 10^8$ см 3 /эрг \cdot с, $L=1$ см. Из этого рисунка видно, что зависимости $E_T(E_I)$ характеризуются гистерезисным бистабильным циклом. При увеличении E_I движение изображающей точки происходит вдоль нижней ветви бистабильной кривой. При значении поля $E=E_{кр}$ изображающая точка скачком переходит на верхнюю ветвь кривой. При уменьшении E_I изображающая точка перемещается вдоль верхней кривой, после чего при значении $E=E_{кр}^*$ скачком переходит на нижнюю ветвь, вдоль которой и происходит дальнейшее изменение E_T .

Как уже отмечалось, при определенных значениях параметров в системе возможно и возникновение явления оптической мультистабильности. На рис. 3 приведены зависимости амплитуды выходящего из резонатора электромагнитного поля E_T от амплитуды падающего E_I при больших уровнях возбуждения кристалла ($N=10^{17}$ см $^{-3}$). В этом случае в системе возникает явление оптической тристабильности. Из рис. 2, 3 видно, что увеличение расстройки резонанса ведет к ухудшению условий наблюдения оптической би- и тристабильности при двухфотонных переходах между экситонными уровнями в полупроводниках.

В заключение отметим, что части кривых $E_T(E_I)$ с отрицательным наклоном являются нестабильными. Однако при определенных значениях параметров системы даже устойчивые стационарные состояния с положительным наклоном становятся неустойчивыми. Это приводит к возникновению как регулярных, так и стохастических самопульсаций при межэкситонных переходах. При этом в фазовом пространстве системы дифференциальных уравнений (7)–(13) возникают сложные предельные циклы и странные аттракторы.

Л и т е р а т у р а

- [1] Рывкин Б. С. ФТП, 1985, т. 19, № 1, с. 3–27.
- [2] Днепровский В. С. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1986, т. 50, № 4, с. 661–670.
- [3] Gibbs H. M., McCall S. L., Venkatesan T. M. C. et al. Appl. Phys. Lett., 1979, vol. 35, N 6, p. 451–453.
- [4] Днепровский В. С. УФН, 1985, т. 145, № 1, с. 149–152.
- [5] Бакиев А. М., Днепровский В. С., Ковалюк Э. Д., Стадник В. А. ДАН СССР, 1983, т. 271, № 3, с. 611–614.
- [6] Бакиев А. М., Днепровский В. С., Ковалюк Э. Д., Стадник В. А. Письма в ЖЭТФ, 1983, т. 38, № 10, с. 493–496.
- [7] Ротару А. Х., Хаджи П. И., Базнат М. И., Шибаршина Г. Д. ФТТ, 1987, т. 29, № 2, с. 535–542.
- [8] Ротару А. Х., Хаджи П. И., Шибаршина Г. Д. УФЖ, 1986, т. 31, № 10, с. 1506–1512.
- [9] Шмиглюк М. И., Москаленко С. А., Бардецкий П. И. ФТП, 1974, т. 8, № 5, с. 904–911.
- [10] Шмиглюк М. И., Бардецкий П. И. Лазерная спектроскопия экситонов в полупроводниках. Кишинев: Штиинца, 1980. 124 с.
- [11] Бардецкий П. И., Москаленко С. А., Шмиглюк М. И. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1976, т. 40, № 9, с. 1876–1878.
- [12] Bardetskii P. I., Shmiglyuk M. I., Tiron Sh. D. Phys. St. Sol. (b), 1985, vol. 131, N 1, p. 235–241.
- [13] Ротару А. Х. ФТТ, 1987, т. 29, № 11, с. 3282–3287.
- [14] Fröhlich D., Nöthe A., Reimann K. Phys. Rev. Lett., 1985, vol. 55, p. 1335–1338.
- [15] Rotaru A. H., Shibarshina G. D. Phys. Lett., 1985, vol. 109 A, N 6, p. 292–294.
- [16] Rotaru A. X., Zalozh B. A. ФТТ, 1987, т. 29, № 11, с. 3438–3441.
- [17] Bonifacio R., Lugiatto L. A. Lett. Nuovo Cimento, 1978, vol. 21, N 15, p. 517–521.
- [18] Arecchi F. T., Politi A. Lett. Nuovo Cimento, 1978, vol. 23, N 2, p. 65–69.
- [19] Agarwal G. Optics Commun., 1980, vol. 35, N 1, p. 149–152.
- [20] Agarwal G., Flytzanis C. Phys. Rev. A, 1981, vol. 24, p. 3173–3181.

Институт прикладной
физики АН МССР
Кишинев

Поступило в Редакцию
11 марта 1988 г.
В окончательной редакции
12 июля 1988 г.