

## ИНДУЦИРОВАННАЯ ШУМОМ ОПТИЧЕСКАЯ БИСТАБИЛЬНОСТЬ КОГЕРЕНТНЫХ БИЭКСИТОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

В. А. Залож, А. Х. Ротару

Оптическая бистабильность (ОБ) является одним из наиболее ярких примеров самоорганизации нелинейных открытых систем, далеких от термодинамического равновесия. Наибольший интерес представляет собой изучение ОБ в полупроводниках в связи с большими значениями нелинейностей. Как известно, процесс оптического превращения биэкситона в экситон характеризуется гигантской силой осциллятора [1]. Это обстоятельство, а также малость характерных времен релаксаций экситонов и биэкситонов в твердых телах ( $\tau_p \sim 10^{-10} \div 10^{-12}$  с) способствуют наиболее яркому проявлению различных нелинейных эффектов в этой области частот, таких как ОБ, оптическая турбулентность, самопульсации и др. [2-4].

Экспериментальное обнаружение экситонов и биэкситонов в квантовых ямах при комнатных температурах открывает принципиально новые возможности их практического применения главным образом в связи с созданием элементной базы для быстродействующей оптической вычислительной машины, поскольку переключения между ветвями ОБ порядка времен релаксации. Поэтому представляют большой интерес изучение и предсказание новых нелинейных эффектов в квантовой экситонике и биэкситонике.

Изучение ОБ в системе когерентных экситонов и биэкситонов проводилось без учета влияния внешнего шума [2,5]. Между тем в реальном эксперименте избавиться от шума очень трудно, если это вообще возможно. Поэтому его учет, особенно в связи с возможностью практического применения экситонов и биэкситонов, является очень важной задачей.

Казалось бы, что наличие шума приводит к размазыванию и разрушению кривой ОБ и ухудшению условий ее наблюдения. Однако совершенно неожиданно оказалось, что для сильнонеравновесных открытых систем внешний шум имеет не только деструктивное действие, но и вызывает качественно новые состояния системы и способствует самоорганизации систем различной природы [6].

В данной работе обращается внимание на принципиальную возможность возникновения индуцированного внешним шумом оптического гистерезиса при биэкситон экситонной конверсии в твердых телах.

Рассмотрим случай, когда плоская монохроматическая волна с частотой  $\omega$  и  $E_I$  напряженностью падает на резонатор Фабри—Перо и вызывает биэкситон экситонную конверсию. Электромагнитное поле и поляризацию среды представим в виде суперпозиции прямой и обратной волн, движущихся вперед (индекс «F») и назад (индекс «B»). Тогда в случае точного резонанса амплитуды полей удовлетворяют в квазистационарном приближении системе нелинейных дифференциальных уравнений [2]

$$\frac{dE_{F,B}}{dx} = \mp \frac{\alpha}{2} \frac{[1 + E_S^{-2}(E_{F,B}^2 - E_B^2, F)]E_{F,B}}{[1 + 3E_S^{-2}(E_F^2 + E_B^2) + 2E_S^{-4}(E_F^2 - E_B^2)^2]}, \quad (1)$$

где  $\lambda = 4\pi\hbar g\omega z_0/c(\gamma_{ex} + \gamma_m)$ ;  $E_S^{-2} = g^2/(\gamma_{ex} + \gamma_m)\gamma_{em}$ ;  $z_0$  — полное число экситонов и биэкситонов;  $g$  — константа биэкситонной конверсии;  $\gamma_{ex}$ ,  $\gamma_m$  — константы затухания экситонов и биэкситонов;  $\gamma_{em}$  — константа спонтанной излучательной рекомбинации биэкситонов.

Точное решение (1) имеет вид

$$\begin{aligned} \left| \frac{1+z_F}{1-z_F} \right| \exp \left\{ -4 \left( \frac{a_0 - z_F}{1 - z_F^2} \right) \right\} &= \exp(-\alpha a_0 x) \left| \frac{1+z_F^0}{1-z_F^0} \right| \times \\ &\times \exp \left\{ -4 \left( \frac{a_0 - z_F^0}{1 - (z_F^0)^2} \right) \right\}, \\ \left| \frac{1+z_B}{1-z_B} \right| \exp \left\{ -4 \left( \frac{a_0 - z_B}{1 - z_B^2} \right) \right\} &= \exp(\alpha a_0 x) \left| \frac{1+z_B^L}{1-z_B^L} \right| \times \\ &\times \exp \left\{ -4 \left( \frac{a_0 - z_B^L}{1 - (z_B^L)^2} \right) \right\}, \end{aligned} \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} z_{F,B} &= \sqrt{1 - 4C_1^2 E_S^{-2} / E_{F,B}^2 (1 - 4C_1^2 E_S^{-4})}, \quad a_0 = \sqrt{1 - 4C_1^2 E_S^{-4}}, \\ C_1 &= \sqrt{R} E_S^2 / (1 + R + T (E_S / E_T)^2), \end{aligned}$$

$R, T$  — коэффициенты отражения и пропускания резонатора:  $z_{F,B}^{0,L}$  — значения при  $x=0, L$  соответственно. Граничные условия для резонатора Фабри—Перо имеют вид

$$E_F(0) = \sqrt{T} E_I + \sqrt{R} E_B(0), \quad E_T = \sqrt{T} E_F(L), \quad E_B(L) = \sqrt{R} E_F(L), \quad (3)$$

где  $E_{F,B}(0), E_{F,B}(L)$  — амплитуды полей в точках с координатами  $x=0$  и  $x=L$ ;  $E_I, E_T$  — падающая и выходящая из резонатора амплитуды поля. Далее задача решается в приближении среднего поля.

Суть этого приближения состоит в том, что резонатор является добротным, так что прямая и обратная волны являются величинами одного порядка  $E_F \sim E_B$  и слабо зависят от пространственной координаты. При этом имеет место двойной предел

$$T \rightarrow 0, \quad \alpha L \rightarrow 0, \quad \alpha L / T = \text{const.}$$

В этом приближении, интегрируя уравнения (1) в пределах от 0 до  $L$ , получаем

$$E_F(L) - E_F(0) = \alpha/2 \frac{E_F(L) L}{(1 + 6E_S^{-2} E_F^2(L))}, \quad (4)$$

$$E_B(L) - E_B(0) = \alpha/2 \frac{E_B(L) L}{(1 + 6E_S^{-2} E_B^2(L))}. \quad (5)$$

С помощью граничных условий (3) из (4), (5) легко получить зависимость между амплитудой падающей на резонатор света  $E_I$  от выходящей  $E_T$

$$E_I = E_T + 2CE_T / (1 + 6E_S^{-2} T^{-1} E_T^2), \quad (6)$$

где  $C = \alpha L / 2T$ . Вводя в рассмотрение безразмерные величины  $X = \sqrt{6/TE_S^2} E_T$ ,  $Y = \sqrt{6/TE_S^2} E_I$ , из (6) получим хорошо известное уравнение состояния оптической бистабильности Бонифачио—Луджиато

$$Y = X + 2CX / (1 + X^2), \quad (7)$$

определяющее нелинейную зависимость между прошедшим и падающим на резонатор излучениями. Исследование (7) показывает, что функция  $Y(X)$  при  $C > C_{кр} = 4$  имеет два экстремума, а обратная функция является трехзначной. Таким образом, при  $C > 4$  в области  $M$ -полосы люминесценции возникает ОБ. Нетрудно показать, что ветвь ОБ с отрицательным наклоном неустойчива.

Влияние внешнего шума на ОБ в модели двухуровневых атомов, для которого впервые было получено уравнение (7), изучалось в работах [6, 7]. Источником внешнего шума могут быть как флуктуации амплитуды падающего на резонатор света (аддитивный шум), так и флуктуации параметра ОБ  $C$  (мультипликативный шум). Последний ответствен за индуцированные шумом фазовые переходы.

В системе двухуровневых атомов источником мультипликативного шума являются спонтанное излучение, приводящее к случайным флуктуациям разности населенностей, флуктуация внешней оптической накачки и флуктуации плотности атомов в резонаторе.

В нашем случае кооперативный параметр  $C$  зависит от полного числа когерентных экситонов и биэкситонов в системе. Последние характеризуются одним и тем же значением волнового вектора и фазой, а их одночастичное состояние макроскопически заполнено, т. е. находятся в состоянии бозе-эйнштейновской конденсации в смысле Боголюбова. Взаимодействие когерентных квазичастиц с некогерентными экситонами, фононами и биэкситонами, так же как и флуктуации надконденсатных квазичастиц, приводит к флуктуациям выделенного Бозе-конденсата, полного числа когерентных экситонов и биэкситонов и кооперативного числа  $C$ .

Таким образом, в отличие от модели двухуровневых атомов флуктуации кооперативного числа в системе когерентных экситонов, фотонов и биэкситонов связаны с взаимодействием квазичастиц с некогерентным окружением. Поскольку до настоящего времени константы этих взаимодействий не рассчитаны, говорить о каких-либо численных оценках нет возможности.

Однако, как известно, ОБ, описываемая уравнением состояния (7) с флуктуирующим кооперативным числом  $C$ , может быть смоделирована бифуркационным процессом, описываемым стохастическим дифференциальным уравнением Стратановича [6]

$$dX_t = \left( Y - X_t - 2C \frac{X_t}{1 + X_t^2} \right) dt + \sigma \frac{X_t}{1 + X_t^2} dW_t, \quad (8)$$

где  $\sigma^2$  — мера ширины плотности вероятности. Детальный анализ этого процесса представлен в [6]. Если  $\sigma \ll 1$ , что соответствует малой интенсивности шума, то система практически является детерминистической. Действие внешнего шума сдвигает в сторону больших значений  $C_{кр}$ . Однако если интенсивность внешнего шума достаточна велика  $\sigma^2 > 8$ , то в системе индуцируется ОБ при значениях кооперативного числа  $C < 4$ . При этом ОБ возникает исключительно благодаря действию внешнего шума и не связана с наведенной детерминированной бистабильностью.

В заключение отметим, что степень интенсивности шума будет больше при больших уровнях возбуждения кристаллов, когда концентрация экситонов и биэкситонов  $n_{ec} \sim n_b \sim 10^{16} \div 10^{18} \text{ см}^{-3}$  и становятся существенными эффекты экситон-экситонного, биэкситон-экситонного, биэкситон-биэкситонного взаимодействий, которые приводят к распаду соответствующих Бозе-конденсатов. В этом случае задача становится намного сложнее, поскольку ее следует решать самосогласованным образом, т. е. учитывать взаимное влияние когерентных и некогерентных квазичастиц. Кроме того, уровень шума можно менять, изменяя температуру кристалла.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Гоголин А. А., Рашба Э. И. // Письма в ЖЭТФ. 1973. Т. 17. № 12. С. 690—693.
- [2] Ротару А. Х., Хаджи П. И., Шибаршина Г. Д. // УФЖ. 1986. Т. 31. № 10. С. 1506—1512.
- [3] Ротару А. Х. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 8. С. 2492—2494.
- [4] Ротару А. Х., Залож В. А // ФТТ. 1987. Т. 29. № 11. С. 3438—3441.
- [5] Хаджи П. И., Шибаршина Г. Д., Ротару А. Х. Оптическая бистабильность в системе когерентных экситонов и биэкситонов в полупроводниках. Кишинев, 1988. 120 с.
- [6] Хорстхемке В., Лефевр Р. Индуцированные шумом фазовые переходы. М., 1987. 398 с.
- [7] Bulsara A. R., Schieve W. C., Gragg R. F. // Phys. Lett. 1978. V. 68A. P. 294—296.

Институт прикладной физики АН МССР  
Кишинев

Поступило в Редакцию  
4 января 1990 г.  
В окончательной редакции  
6 июня 1990 г.