

РАССЛОЕНИЕ КОГЕРЕНТНОГО СОСТОЯНИЯ ЭКСИТОНОВ, ПОДДЕРЖИВАЕМОГО СВЕТОЙ НАКАЧКОЙ

Ю.И.Балкарей, А.С.Коган

Институт радиотехники и электроники РАН
103907 Москва, ГСП-3, Россия

Поступила в редакцию 13 января 1993 г.

Рассматривается неустойчивость когерентного состояния экситонов Ванье–Мотта, поддерживаемого резонансной волной накачки, относительно пространственного периодического расслоения с периодом $L \sim L_{ex} = (\hbar/m\gamma)^{1/2}$, где m – эффективная масса экситона, γ – обратное время жизни экситона.

1. Когерентное состояние экситонов Ванье–Мотта, поддерживаемое резонансной электромагнитной волной, исследовалось в ряде работ. Основная система уравнений "когерентные экситоны – электромагнитное поле" получена в работе ¹. В работе ² в случае заданного поля при учете процессов рекомбинации исследовано явление концентрационной бистабильности когерентных экситонов. В работах ^{3,4} изучены временные пространственно-однородные неустойчивости и отвечающие им высокочастотные автопульсации концентрации экситонов и пропускания света в оптическом бистабильном резонаторе, заполненном средой с когерентными экситонами.

Цель данного сообщения – рассмотрение пространственно-неоднородных неустойчивостей в системе когерентных экситонов Ванье–Мотта в безрезонаторном и резонаторном случаях.

2. В заданном поле однородной монохроматической волны накачки, с учетом процессов рекомбинации в соответствии с работой ¹, имеем уравнение для волновой функции Φ , описывающей квантовое макроскопическое состояние системы экситонов:

$$i\frac{\partial\Phi}{\partial t} + i\frac{\gamma}{2}\Phi - [(\omega_0 - \omega)\Phi - \kappa|\Phi|^2]\Phi + \frac{\hbar}{2m}\nabla^2\Phi = \frac{1}{\hbar}d\varepsilon_0. \quad (1)$$

Здесь ω – частота волны накачки, $\omega_0 - \omega \equiv \Delta$ – расстройка частоты по отношению к частоте экситонного перехода, γ – обратное время жизни экситона, κ – коэффициент нелинейного взаимодействия экситонов, m – эффективная масса экситона, d – матричный элемент дипольного момента для экситонного перехода, ε_0 – амплитуда поля накачки (Φ и ε_0 нормированы так, что $|\Phi|^2$ и $|\varepsilon_0|^2$ дают соответственно плотности когерентных экситонов и фотонов в волне накачки), \hbar – постоянная Планка. Уравнение (1) справедливо при $Nr_0^3 \ll 1$ (r_0 – радиус экситона, N – концентрация экситонов) на временных масштабах $\delta t \gg \omega^{-1}$ и пространственных масштабах $\delta r \gg N^{1/3}$. В уравнении (1) можно выделить характерную длину: $L_{ex} = (\hbar/m\gamma)^{1/2}$. Будем считать, что имеется тонкая пленка полупроводника с толщиной $l < L_{ex}$, которая накачивается однородной в плоскости (X, Y) пленки волной, распространяющейся по нормали (ось Z) к поверхности пленки. Распределение экситонов по оси Z принимается однородным – поглощением волны на толщине пленки пренебрегаем ($\alpha l < 1$, где α – коэффициент поглощения волны накачки).

В настоящее время надежные экспериментальные данные о параметре κ отсутствуют ⁵. В принципе коэффициент нелинейного взаимодействия экситонов может быть любого знака. Интересующая нас неустойчивость существует при обоих знаках κ .

Стационарные однородные решения Φ_0 уравнения (1) определяются выражениями

$$\Phi_0 = \frac{d\varepsilon_0}{(i\gamma/2 + \Delta - \kappa|\Phi_0|^2)\hbar} \quad \text{или} \quad |\Phi_0|^2 = \frac{|d\varepsilon_0|^2}{[(\gamma/2)^2 + (\Delta - \kappa|\Phi_0|^2)^2]\hbar^2}. \quad (2)$$

В зависимости от параметров среды и интенсивности накачки уравнение для $|\Phi_0|^2$ может иметь от одного до трех решений. В последнем случае, который реализуется при $|\Delta| > \gamma\sqrt{3}/2$ и $\kappa\Delta > 0$, величина $|\Phi_0|^2$ как функция $|\varepsilon_0|^2$ является S-образной ², и среднее из трех значений не реализуемо. Поэтому можно говорить о бистабильности системы.

Исследуем устойчивость произвольного однородного стационарного состояния системы Φ_0 относительно малых пространственно-временных флуктуаций. Представим Φ в виде

$$\Phi = \mathcal{F}e^{i\Psi}, \quad \mathcal{F} = \Phi_0 + f, \quad \Psi = \Psi_0 + \psi.$$

Линеаризуя уравнение (1) относительно f и ψ и выбирая $f \sim \psi \sim \exp(\Omega t + kX)$, находим дисперсионное уравнение для флуктуаций вдоль оси X :

$$\Omega = -\frac{\gamma}{2} \pm i\frac{\gamma}{2} \left[\left(\frac{2\Delta}{\gamma} - \frac{6\kappa|\Phi_0|^2}{\gamma} + L_{ex}^2 k^2 \right) \left(\frac{2\Delta}{\gamma} - \frac{2\kappa|\Phi_0|^2}{\gamma} + L_{ex}^2 k^2 \right) \right]^{1/2}. \quad (3)$$

Устойчивость системы характеризуется величиной $\text{Re } \Omega(k)$. Система устойчива, если $\text{Re } \Omega(k) < 0$ для всех k . Если обе скобки под корнем в (3) положительны, то $\text{Re } \Omega(k) = -\gamma/2$, то есть система устойчива; если скобки под корнем в (3) имеют разный знак в некотором интервале значений k , то появляются две действительные ветви $\text{Re } \Omega(k)$, и при определенной величине регулируемых параметров $|\varepsilon_0|^2$ и Δ возникает неустойчивость: $\text{Re } \Omega(k) > 0$ (рис.1). Подчеркнем, что $\text{Im } \Omega(k) = 0$ в этой области значений k . Если выбрать $|\kappa||\Phi_0|^2 = \gamma/2$, то кривая $\text{Re } \Omega(k)$ как раз касается оси абсцисс и в этой пороговой точке характерное $k_{th} = (2\text{sign } \kappa - 2\Delta/\gamma)^{1/2} L_{ex}^{-1}$ (при $\kappa < 0$ имеем $\Delta < 0$). С помощью (3) легко также получить пороговое значение накачки ε_{th} , которое мы не выписываем. При малой надкритичности в результате развития неустойчивости в полупроводнике должно возникать квазигармоническое статическое расслоение концентрации экситонов и фазы когерентного состояния с характерным периодом порядка L_{ex} . При $m \sim 0$, $1m_0$ (m_0 – масса свободного электрона) и $\gamma \sim 10^9 \text{ с}^{-1}$ величина $L_{ex} \sim 10^{-4} \text{ см}$. Если $\tau_0 \approx 0,5 \cdot 10^{-6} \text{ см}$ и выберем накачку и другие параметры такими, что средняя концентрация экситонов $N_0 \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$, то условия применимости рассмотрения $\tau_0 \ll N^{1/3} \ll L_{ex}$ будут выполнены. С усилением неравенства $\text{Re } \Omega(k) > 0$ при увеличении интенсивности накачки растет интервал неустойчивости по k и возникающая структура должна уходить от квазигармоничности и приобретать вид системы экситонных сгустков. Нелинейная форма одномерных и двумерных структур требует специального рассмотрения.

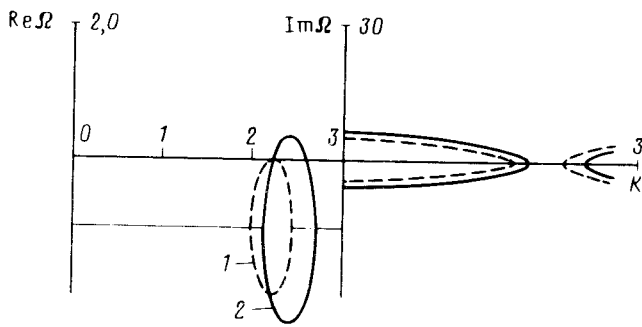


Рис.1. Решение дисперсионного уравнения для модели (1): кривая 1: $\Delta/\gamma = -1,5$, $\kappa|\Phi_0|^2 = \gamma/2$; кривая 2: $\Delta/\gamma = -1,5$, $\kappa|\Phi_0|^2 = 1,4\gamma/2$. На этом и следующем рисунке Ω измеряется в единицах $\gamma/2$, k - в единицах L_{ex}^{-1}

Неустойчивость при $\kappa > 0$ существует как в моностабильном, так и в бистабильном случаях, причем в последнем случае при $\Delta > \gamma$ она отвечает верхней ветви зависимости $|\Phi_0|^2$ от $|\epsilon_0|^2$, а при $\sqrt{3}/2 < \Delta/\gamma < 1$ - обеим ветвям. При обратном знаке κ неустойчивость реализуется на нижней ветви S-образной кривой.

Аналогичная, поперечная к направлению распространения волны накачки неустойчивость электромагнитного поля в интерферометре Фабри-Перо с безынерционной керровской нелинейной средой рассмотрена в работе ⁶. Развитие неустойчивости ведет к возникновению системы самофокусирующихся нитей. В нашем случае можно говорить о самофокусирующей неустойчивости поля экситонной поляризации. То обстоятельство, что и в нашем случае, и в работе ⁶ неустойчивость реализуется при любом знаке нелинейности, связано с наличием дополнительного параметра Δ , который может быть выбран любого знака. В образовании структуры участвуют процессы флуктуационного возникновения фокусирующих или дефокусирующих неоднородностей, дифракционного расплывания поля и локального изменения расстройки (а следовательно, и подкачки экситонов) за счет нелинейности.

3. Рассмотрим также систему "когерентные экситоны - электромагнитное поле в резонаторе Фабри-Перо". В отличие от работы ⁶ вместо безынерционной керровской среды учитывается динамическая система когерентных экситонов со своей пространственной дисперсией. Модель имеет вид

$$i\frac{\partial\Phi}{\partial t} + i\frac{\gamma}{2}\Phi - [\Delta - \kappa|\Phi|^2]\Phi + \frac{\hbar}{2m}\nabla^2\Phi = -\frac{1}{\hbar}d\epsilon, \quad (4)$$

$$i\frac{\partial\epsilon}{\partial t} + i\frac{\Gamma}{2}\epsilon - \tilde{\Delta}\epsilon + \frac{c}{2K_0}\nabla^2\epsilon = \nu\epsilon_0 - \frac{2\pi\omega}{c}d\Phi. \quad (5)$$

Здесь ϵ - поле внутри интерферометра, описываемое в одномодовом приближении и усредненное по длинам порядка оптической длины волны λ и временам порядка ω^{-1} . Поле ϵ нормировано так, что $|\epsilon|^2$ дает плотность фотонов внутри резонатора. Пространственные производные полевого уравнения описывают дифракцию света в плоскости интерферометра. Параметр Γ характеризует затухание поля в резонаторе, $\tilde{\Delta} \equiv \tilde{\omega}_0 - \omega$ - расстройка частоты поля накачки относительно частоты $\tilde{\omega}_0$ - одной из собственных продольных мод резонатора (вдоль оси Z), c - скорость света в полупроводнике без учета в показателе преломления вклада рассматриваемого экситонного состояния,

$K_0 = 2\pi/\lambda$ – волновое число выбранной резонаторной моды, $\nu = c(2R)^{-1}$, R – размер резонатора по оси Z . Остальные обозначения как в уравнении (1).

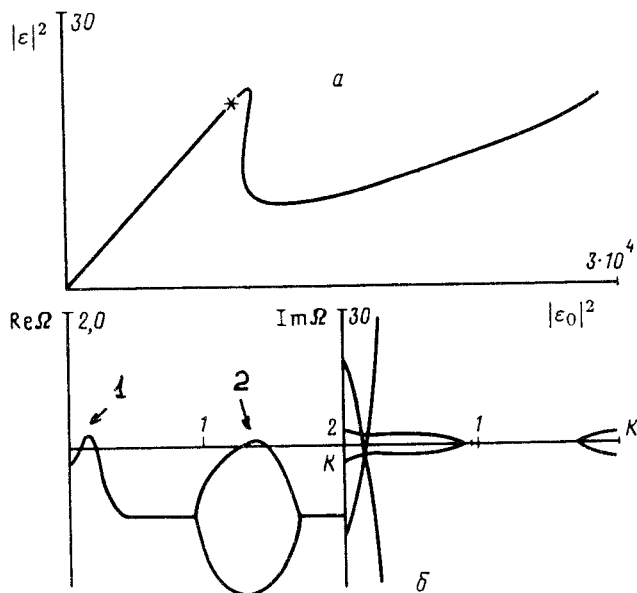


Рис.2. Кривая зависимости стационарной однородной интенсивности внутреннего поля в резонаторе от мощности накачки (а) и решение дисперсионного уравнения для модели (4), (5) (б). Параметры: $\Gamma/\gamma = 25$, $\Delta/\gamma = -2$, $\bar{\Delta}/\gamma = -10$, $(8\pi\omega/c\gamma^2\hbar)d^2 = 30$, $(L_f/L_{ex})^2 = 1000$. Интенсивность внутреннего поля в резонаторе измеряется в единицах $\gamma^3\lambda^2/8d^2\kappa$, мощность накачки – в единицах $\gamma^5\hbar^2/32d^2\kappa L^2$. Крестик на рис.2а обозначает точку $(\kappa|\Phi_0|^2 = -1,04\gamma/2)$, которой соответствуют дисперсионные кривые, изображенные на рис.2б

Характерный пространственный масштаб полевого уравнения (5) $L_f = (c/K_0\Gamma)^{1/2}$. При $\Gamma \sim 10^{11} \text{ с}^{-1}$, $\lambda \sim 10^{-4} \text{ см}$, имеем $L_f \sim 10^{-3} \text{ см}$ и $L_f \gg L_{ex}$. Однородные стационарные состояния и однородные флуктуации системы вида (4), (5) рассмотрены в работах ^{3,4}. Мы исследовали дисперсионное уравнение для $\Omega(k)$ при различных значениях параметров. Ввиду громоздкости само уравнение не выписывается. На рис.2 приведены пример зависимости интенсивности внутреннего поля в резонаторе от мощности накачки (а) и решение дисперсионного уравнения для модели (4), (5) (б) в случае, когда одновременно реализуются две пространственные неустойчивости. Характерные масштабы этих неустойчивостей – L_f и L_{ex} . Полевой пик 1 на кривой $\text{Re } \Omega(k)$ отвечает случаю $\text{Im } \Omega(k) \neq 0$, в то время как в области экситонного максимума 2 соответствующее $\text{Im } \Omega(k) = 0$. Следовательно, возможно сосуществование неустойчивостей относительно возбуждения волны поля ϵ и расслоения экситонов. При вариации параметров получен также случай, когда максимум пика 1 на рис.2б приходится на значение $k = 0$, причем $\text{Im } \Omega(0) \neq 0$. В этом случае система одновременно неустойчива относительно однородных колебаний и расслоения. Дисперсионные кривые усложняются при сближении параметров γ и Γ .

В образцах, размеры которых по осям X и Y сравнимы с L_f и L_{ex} ,

разрешенные значения волновых чисел флуктуаций k становятся дискретными и реализуемость неустойчивостей может существенно зависеть от размеров.

Наиболее подходящими для экспериментального обнаружения рассмотренных неустойчивостей являются многослойные системы с квантовыми ямами, в которых наблюдаются узкие экситонные пики поглощения даже при комнатной температуре, и механизм экситон-экситонного взаимодействия является основным в наблюдаемых эффектах оптической бистабильности.

-
1. Л.В.Кеддыш, в сб. Проблемы теоретической физики. М.: Наука (1972), с. 433.
 2. В.Ф.Елесин, Ю.В.Конаев, ЖЭТФ **63**, 1447 (1972).
 3. В.А.Залож, С.А.Москаленко, А.Х.Ротару, ЖЭТФ **95**, 601 (1989).
 4. Б.Ш.Парканский, А.Х.Ротару, ЖЭТФ **99**, 899 (1991).
 5. А.Х.Ротару, П.И.Хаджи, М.И.Базнат и др., ФГТ **29**, 535 (1987).
 6. L.A.Lugiato and R.Lefever, Phys. Rev. Lett. **58**, 2209 (1987).