

# НЕЛИНЕЙНЫЕ СТРУКТУРЫ И ИХ КОЛЛЕКТИВНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ В КОГЕРЕНТНОМ СОСТОЯНИИ ЭКСИТОНОВ ПРИ РЕЗОНАНСНОЙ НАКАЧКЕ

Ю.И.Балкарей, А.С.Коган, В.С.Посвянский \*

Институт радиотехники и электроники РАН  
103907 Москва, Россия

\* Институт химической физики РАН  
117334 Москва, Россия

Поступила в редакцию 23 мая 1994 г.

Рассматриваются нелинейные структуры когерентного состояния экситонов Ванье-Мотта, создаваемого и поддерживаемого оптической накачкой; исследуется спектр коллективных возбуждений и устойчивость структур.

1. Уравнения, описывающие систему "когерентные экситоны - электромагнитное поле", впервые получены в работе [1]. В работе [2] исследована концентрационная бистабильность, которая существует в когерентном экситонном конденсате в определенном интервале интенсивности накачки. Подробное описание свойств однородного экситонного конденсата содержится в работах [3, 4]. В работах [5, 6] исследованы неустойчивости относительно когерентного состояния экситонов Ванье-Мотта, которое создается и поддерживается оптической накачкой в полупроводниках или полупроводниковых системах с квантовыми ямами в резонаторной и безрезонаторной ситуации. Эксперименты по зондированию экситонного конденсата пикосекундными оптическими импульсами в структурах с квантовыми ямами описаны в [7, 8].

В данном сообщении рассматриваются нелинейные структуры экситонного конденсата, исследуется спектр их коллективных возбуждений и устойчивость структур.

2. В заданном поле однородной монохроматической волны накачки  $E = E_0 \exp(i\omega t)$  мы используем в соответствии с работами [1,2] следующее уравнение для волновой функции  $\Phi$ , описывающей макроскопическое квантовое состояние экситонов (с учетом процессов рекомбинации):

$$i \frac{\partial \Phi}{\partial t} + i \frac{\gamma}{2} \Phi - [(\omega_0 - \omega) - \theta |\Phi|^2] \Phi + \frac{\hbar}{2m} \nabla^2 \Phi = \frac{1}{\hbar} d E_0. \quad (1)$$

Здесь  $\omega_0 - \omega \equiv \Delta$  - расстройка частоты накачки  $\omega$  по отношению к частоте экситонного перехода  $\omega_0$ ;  $\gamma$  - обратное время жизни экситона;  $\theta$  - коэффициент нелинейного взаимодействия экситонов;  $m$  - эффективная масса экситона;  $d$  - матричный элемент дипольного момента для экситонного перехода;  $E_0$  - амплитуда поля накачки ( $\Phi$  и  $E_0$  нормированы так, что  $|\Phi|^2$  и  $|E_0|^2$  дают плотности когерентных экситонов и фотонов в волне накачки, соответственно);  $\hbar$  - постоянная Планка. Уравнение (1) справедливо при  $N r_0^3 \ll 1$  ( $r_0$  - 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 из параметров составить характерную длину  $L_{ex} = (\hbar/m\gamma)^{1/2}$ . При  $m \approx 0,1 m_0$

( $m$  – масса свободного электрона),  $\gamma \sim 10^9 \text{ с}^{-1}$  имеем  $L_{ex} \sim 10^{-4} \text{ см}$ . Рассмотрение неоднородных структур с масштабом  $L_{ex}$  справедливо при выполнении условия  $N^{-1/3} \ll L_{ex}$ . Если  $\tau_0 \approx 0,5 \cdot 10^{-6} \text{ см}$ , это условие выполняется для  $N \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ .

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. Коэффициент нелинейности может быть любого знака [1].

Уравнение (1) дополняется граничными условиями (одномерный случай)

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x} \Big|_{0, L} = 0, \quad (2)$$

которые соответствуют непроницаемости границ ( $x = 0, x = L$ ) для экситонов.

Однородные стационарные решения  $\Phi_0$  уравнения (1) имеют вид

$$\Phi_0 = \frac{dE_0}{\hbar(i\gamma/2 - \Delta + \theta|\Phi_0|^2)}; \quad |\Phi_0|^2 = \frac{|dE_0|^2}{\hbar^2[(\gamma/2)^2 + (\Delta - \theta|\Phi_0|^2)^2]}. \quad (3)$$

В зависимости от параметров уравнение для  $|\Phi_0|^2$  может иметь от одного до трех решений. В последнем случае, который реализуется при  $\Delta\theta > 0$  и  $|\Delta| > \gamma\sqrt{3}/2$ , величина  $|\Phi_0|^2$  как функция  $|E_0|^2$  является  $S$ -образной [2] и среднее из состояний не реализуемо. Следовательно, в системе существуют концентрационная бистабильность и соответствующий гистерезис.

Линеаризация уравнения (1) вблизи произвольного однородного стационарного состояния дает дисперсионное уравнение для флуктуаций, которые полагаются пропорциональными  $\exp(\Omega t + ikx)$ :

$$\Omega = -\frac{\gamma}{2} \pm i\frac{\gamma}{2} \left[ \left( \frac{2\Delta}{\gamma} - \frac{6\theta|\Phi_0|^2}{\gamma} + L_{ex}^2 k^2 \right) \left( \frac{2\Delta}{\gamma} - \frac{2\theta|\Phi_0|^2}{\gamma} + L_{ex}^2 k^2 \right) \right]^{1/2}. \quad (4)$$

При  $|\theta||\Phi_0|^2 > \gamma/2$  и  $-\Delta + 2\theta|\Phi_0|^2 > 0$  уравнение (4) описывает [5, 6] неустойчивость ( $\text{Re}\Omega(k) > 0$ ) однородного когерентного состояния экситонов относительно пространственного периодического расслоения с масштабом  $\sim L_{ex}$ . Расслоение может существовать в исходных однородных моностабильном и бистабильном случаях.

3. Обратим внимание на возможность одновременного существования неустойчивостей относительно расслоения на нижней и верхней ветвях  $S$ -образной кривой зависимости  $|\Phi_0|^2$  от  $|E_0|^2$ . Такая ситуация реализуется при  $\theta > 0$  и  $1 > \Delta/\gamma > \sqrt{3}/2$ .

На рис.1а показана структура, вырастающая после небольшого локального возмущения исходного однородного состояния нижней ветви бистабильной кривой. Аналогичное возмущение однородного состояния верхней ветви бистабильной кривой при тех же параметрах приводит к структуре, показанной на рис.1б. При  $\theta > 0$  и  $\Delta/\gamma > 1$  неустойчивость реализуется только на верхней ветви, а при  $\theta < 0$  и  $\Delta/\gamma < -1$  – только на нижней ветви.

Подчеркнем, что в системе, описываемой уравнением (1), могут также существовать жестко возбуждаемые непериодические структуры, в частности

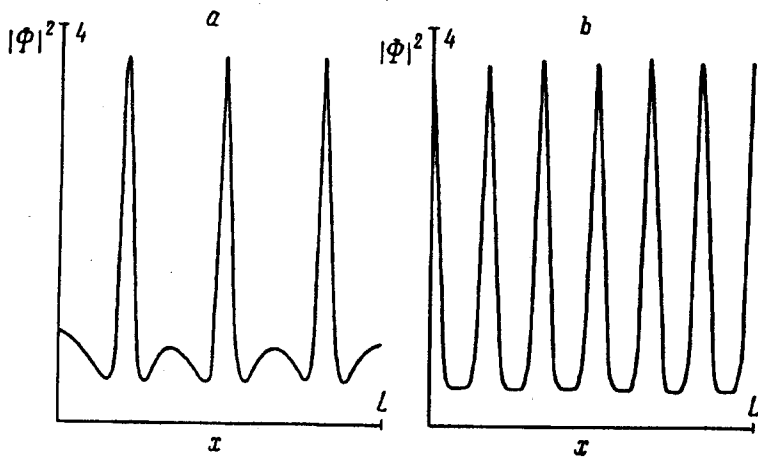


Рис.1. Структуры, выросшие из неустойчивых однородных стационарных состояний, соответствующих двум ветвям бистабильной кривой. Параметры:  $L = 24, 7L_{ex}$ ,  $\Delta/\gamma = 0,9$ ,  $2dE_0/\hbar\gamma = 1,2807$ . На этом и следующих рисунках  $|\Phi_0|^2$  измеряется в единицах  $\gamma/(2\theta)$ ; а - нижняя ветвь:  $\theta|\Phi_0|^2 = 1,005\gamma/2$ ; б - верхняя ветвь:  $\theta|\Phi_0|^2 = 1,524\gamma/2$

уединенные сгустки экситонов. Они зарождаются возмущением конечной величины в условиях, когда неустойчивость относительно периодического расщепления еще не достигнута ( $\text{Re}\Omega(k) < 0$ ).

4. На фоне периодической структуры возникают новые коллективные возбуждения. Пусть  $\Phi_p$  - комплексное периодическое решение уравнения (1) с волновым вектором  $k_p$ :  $\Phi_p = \Phi(k_p x)$ . Мы ищем почти периодическое решение  $\Phi = \Phi(k_p x + \epsilon F(X, T))$ , возникающее в результате модуляции структуры коллективным возбуждением;  $X$  и  $T$  - медленные переменные ( $X = \epsilon x$ ,  $T = \epsilon t$ ). Обозначим  $\Psi = \partial\Phi_p/\partial(k_p x)$ ; тогда, аналогично работе [9], в которой исследовалась неустойчивость периодической структуры в системе "реакция - диффузия", можно получить уравнение для функции  $F$ :

$$\frac{\partial F}{\partial T} = D \frac{\partial^2 F}{\partial X^2}, \quad (5)$$

где

$$D(k_p) = i \frac{\hbar}{2m} \frac{\int_0^{2\pi} d(k_p x) \Psi^* \left( 2k_p \frac{\partial}{\partial k_p} + 1 \right) \Psi}{\int_0^{2\pi} d(k_p x) \Psi^* \Psi}. \quad (6)$$

Звездочка обозначает комплексное сопряжение. Без конкретизации выражения (6) можно заключить, что коэффициент  $D$  является комплексным. Его действительная часть определяет затухание, а мнимая - частоту длинноволновых коллективных возбуждений исходной пространственно-периодической структуры.

Численно исследовалось поведение установившейся периодической структуры, выращенной из начального моностабильного состояния после возмущения - локального импульсного увеличения интенсивности. Если начальное возмуще-

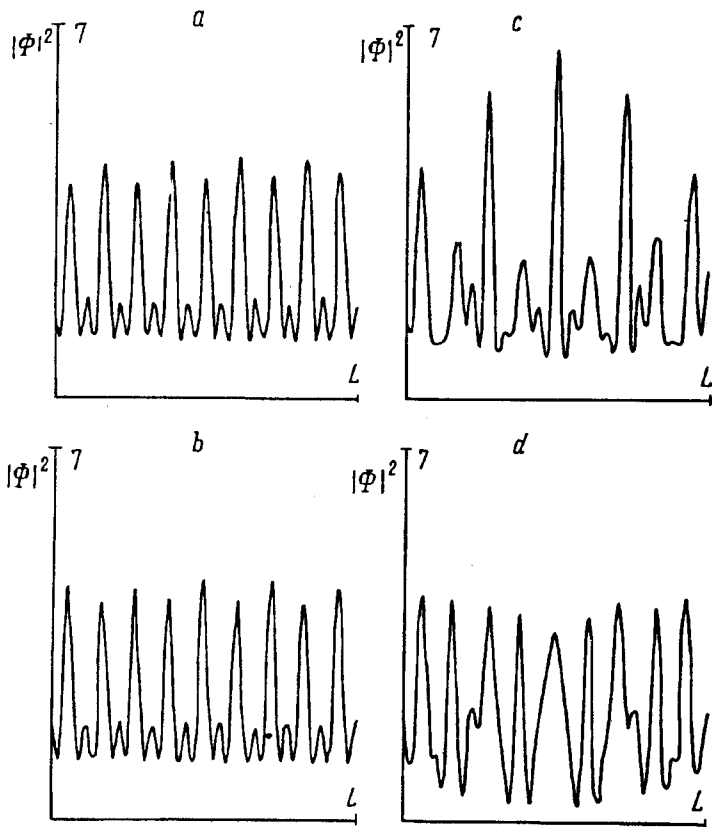


Рис.2. Волновые движения в пространственно-периодической структуре после локальных импульсных возмущений различной амплитуды. Параметры:  $L = 12, 0$ ,  $\Delta/\gamma = -4$ ,  $\theta|\Phi_0|^2 = 1, 53\gamma/2$ ;  $a, b$  - затухающая стоячая волна, между  $a$  и  $b$  временной интервал  $\gamma^{-1}$ ;  $c, d$  - незатухающая стоячая волна, между  $c$  и  $d$  - временной интервал  $2\gamma^{-1}$

ние не слишком велико, вдоль структуры распространяются затухающие волновые движения; самой долгоживущей оказывается волна, в которой соседние пики колеблются в противофазе (рис.2а, б). Таким образом продемонстрировано существование "фонных" мод в выросшей "кристаллической" структуре. При большом локальном импульсном возмущении в структуре устанавливается незатухающая стоячая волна огибающей с периодом, много большим периода начальной структуры (рис.2с, д).

5. При увеличении накачки и изменении расстройки указанные коллективные возбуждения могут становиться неустойчивыми (действительная часть  $D$  становится отрицательной). Последовательно во времени самовозбуждается большое число пространственных гармоник, система теряет симметрию, что в конечном итоге приводит к хаотическому волновому движению. На рис.3 показано несколько моментов процесса развития неустойчивости.

В заключение отметим, что уравнением вида (1) описывается также поле, возбуждаемое однородной накачкой в широкоапертурном оптическом резонато-

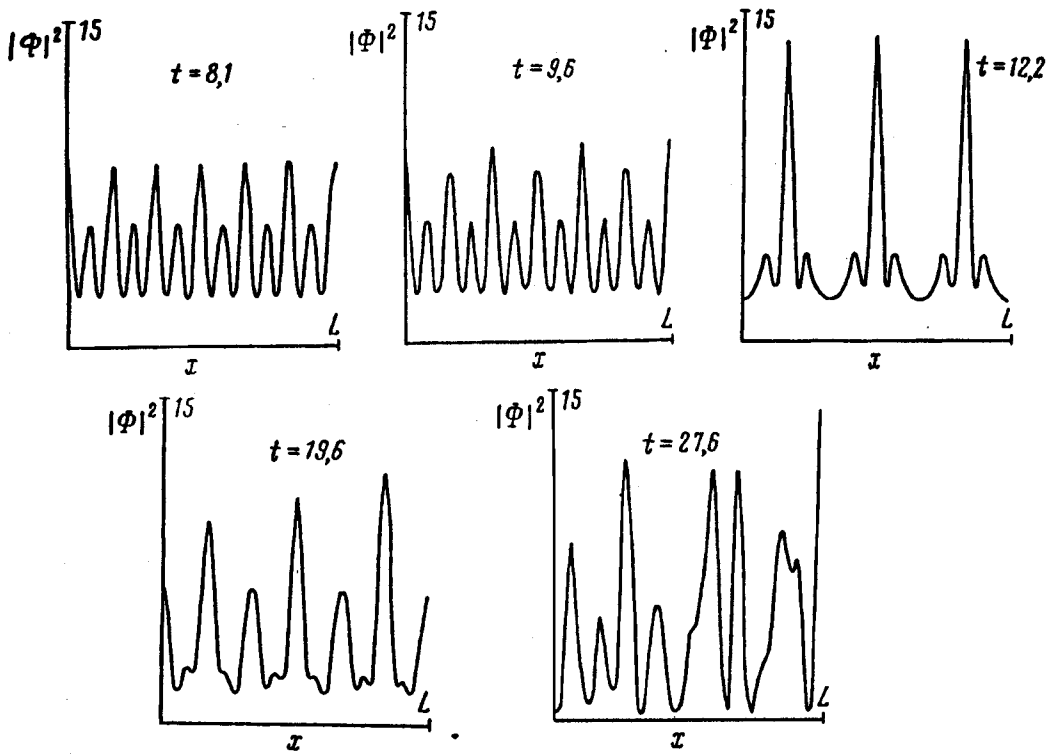


Рис.3. Развитие неустойчивости периодической структуры. Параметры:  $L = 6,36L_{es}$ ,  $\Delta/\gamma = -5,75$ ,  $\theta|\Phi_0|^2 = 3,08\gamma/2$ ; время измеряется в единицах  $2\gamma^{-1}$

ре с керровской нелинейной средой (в приближении одной продольной моды). Неустойчивость поля относительно расслоения в таком резонаторе рассматривалась в [10]. Полученные нами результаты относятся и к этой системе.

Авторы благодарят Российский фонд фундаментальных исследований за финансовую поддержку работы (проект 94-02-05586).

1. Л.В.Келдыш, в сб. "Проблемы теоретической физики". М.: Наука, 1971, с.433.
2. В.Ф.Елесин, Ю.В.Коплев, ЖЭТФ **63**, 1447 (1972).
3. J.Goll and H.Haken, Phys. Rev. **A28**, 910 (1983).
4. S.Schmitt-Rink, D.S.Chemla, and H.Haug, Phys. Rev. **B37**, 941 (1988).
5. Ю.И.Балкарей, А.С.Коган, Письма в ЖЭТФ **57**, 277 (1993).
6. Yu.I.Balkarey, A.S.Cohen, and V.S.Posvyanskii, J. Phys.: Condens. Matter **6**, L59 (1994).
7. S.Weis, M-A.Mycek, J.-Y.Bigot, S.Schmitt-Rink, and D.S.Chemla, Phys. Rev. Lett. **69**, 2685 (1992).
8. Dai-Sik Kim, Jagdeer Shah, T.C.Damen et al., Phys. Rev. Lett. **69**, 2725 (1992).
9. L.Kramer and W.Zimmermann, Physica **D16**, 221 (1985).
10. L.A.Lugiato and R.Lefever, Phys. Rev. Lett. **58**, 2209 (1987).