

В. М. ФАЙН

КОНДЕНСАЦИЯ ЭКСИТОНОВ В ИМПУЛЬСНОМ ПРОСТРАНСТВЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКИ

(Представлено академиком В. Л. Гинзбургом 17 XI 1971)

1. Традиционное исследование вещества и, в частности, твердых тел происходит в условиях термодинамического равновесия, когда заданы те или иные термодинамические параметры. В то же время несомненный интерес представляют исследования поведения вещества в условиях, существенно отличных от равновесных, когда заданы потоки соответствующих величин. В настоящей работе исследуется система экситонов, находящаяся под действием световой (лазерной) накачки, которая приводит к конденсации экситонов в состоянии с импульсами (или импульсом), существенно отличными от нуля. На такую возможность указывалось в нашей работе ⁽¹⁾. Проведенные экспериментальные исследования ^(2, 3) подтверждают реальность осуществления этой возможности.

Теоретически исследуются стационарные состояния системы экситонов и фотонов под действием электромагнитного поля частоты ω

$$\omega = \varepsilon(\mathbf{k}) + \Omega(-\mathbf{k}), \quad (1)$$

где $\varepsilon(\mathbf{k})$ — частота экситона с волновым вектором \mathbf{k} , а Ω — частота фоновая. (Волновой вектор фотона \mathbf{q} здесь можно положить равным нулю.)

Равенство (1) отвечает непрямому переходу в полупроводнике (в частности, будем иметь в виду эксперименты ⁽³⁾ с Si). При достаточно большой амплитуде поля частоты ω возникает неустойчивость в системе экситонов, которая может привести к накачиванию экситонов в состоянии с волновыми векторами \mathbf{k} , удовлетворяющими (1). В реальных экспериментальных условиях в Si время безызлучательной рекомбинации порядка 10^{-5} сек. и много больше длительности действия лазера. Однако при достаточно большом числе возбужденных экситонов на частоте ε может начаться процесс индуцированной люминесценции, соответствующий распаду возбужденных экситонов на фоновый фотон и фотон с частотой ω_1 :

$$\varepsilon \approx \omega_1 + \Omega. \quad (2)$$

Таким образом, рост чисел заполнения экситонов ограничивается появлением индуцированного излучения на частоте $\omega_1 = \omega - 2\Omega$. С другой стороны, появление этого индуцированного излучения может служить индикатором установления стационарного режима. Простое кинетическое рассмотрение приводит к тому, что в достаточно сильном поле накачки (когда темп прихода экситонов во все точки зоны, определяемые равенством (1), выше темпа ухода из этих точек зоны, определяемого энергетическим временем релаксации (см. ⁽³⁾) стационарное распределение экситонов представляет сферический слой толщины $\hbar\Gamma$, где Γ — обратное время жизни фотона, со средними значениями чисел заполнения экситонов внутри слоя

$$n = \gamma_1 / \alpha. \quad (3)$$

Здесь γ_1 — декремент затухания поля на частоте $\omega_1 = \omega - 2\Omega$, а α выражается через коэффициент непрямого экситон-фононного поглощения δ на частоте ω_1 , в виде $\delta = \frac{\alpha}{c} v$, v — равновесное число фононов. При этом

оценка полного числа экситонов, возбужденных внутри сферического слоя $\hbar\Gamma$, имеем вид

$$N \approx \gamma_1 \bar{\tau} n_0,$$

где $\bar{\tau}$ — среднее энергетическое время экситона, n_0 — число фотонов накачки.

3. В достаточно сильном поле накачки, когда темп прихода экситонов сравнивается с обратным временем релаксации экситона по импульсам (а не по энергиям, как в рассмотренном выше случае) появляется возможность накопления экситонов с одним фиксированным значением волнового вектора \mathbf{k}_0 . Уравнения движения для амплитуд экситонного поля a , фонового поля b и фотонов частоты ω_1 , можно записать в виде

$$\dot{a}_{\mathbf{k}_0} = -i\varepsilon a_{\mathbf{k}_0} - \gamma a_{\mathbf{k}_0} + iVc_0 b_{-\mathbf{k}_0}^+ + iV_1 c_1 b_{\mathbf{k}_0}, \quad (4)$$

$$\dot{b}_{\mathbf{k}_0} = -i\Omega b_{\mathbf{k}_0} - \Gamma b_{\mathbf{k}_0} + iVC_0 a_{-\mathbf{k}_0}^+ - iV_1 c_1^+ a_{\mathbf{k}_0}, \quad (5)$$

$$\dot{c}_1 = -i\omega_1 c_1 - \gamma_1 c_1 - iV_1 (a_{\mathbf{k}_0} b_{\mathbf{k}_0}^+ + a_{-\mathbf{k}_0} b_{-\mathbf{k}_0}^+), \quad (6)$$

где V и V_1 — соответствующие матричные элементы энергии взаимодействия экситонов с фотонами и фононами, а c_0 — амплитуда поля накачки.

Стационарное решение (4)–(6) под действием монохроматического поля $c_0 = \bar{c}_0 e^{-i\omega t}$ ищем в виде $a = \bar{a} e^{-i\omega t}$, $b = \bar{b} e^{-i\Omega t}$, $c_1 = \bar{c}_1 e^{-i(\omega-2\Omega)t}$. После несложных преобразований получаем, что вещественное решение для $|a|^2 = n_{\mathbf{k}_0}$ отлично от нуля при

$$|V|^2 |c_0|^2 / (\gamma\Gamma) = |V|^2 n_0 / (\gamma\Gamma) > 1 \quad (7)$$

и имеет вид

$$|a|^2 = -\frac{\gamma_1 \Gamma}{2|V_1|^2} \left(\frac{|V|^2 n_0}{\gamma\Gamma} - 1 \right) + \frac{\gamma_1 \Gamma}{2|V_1|^2} \sqrt{\left(\frac{|V|^2 n_0}{\gamma\Gamma} - 1 \right) \frac{|V|^2 n_0}{\gamma\Gamma}}.$$

Нетрудно показать также, что это решение устойчиво относительно возбуждения новых когерентных состояний с другими значениями.

4. В отличие от возможной бозе-эйнштейновской конденсации экситонов (см. обзор (4)), которая происходит в термодинамических условиях, в рассмотренной неравновесной ситуации возможны конденсации двух типов: по энергиям и по импульсам. Последняя имеет четко выраженный пороговый характер и происходит аналогично фазовому переходу II порядка. Оценки мощности, при которой возможно выполнение условия конденсации в сферическом слое $\hbar\Gamma$, приведены в работе (3). Если принять, что произведение обратного времени жизни фонона Γ и $\bar{\tau}^{-1}$ порядка 10^{21} , то для мощности лазера получаем величину $\sim 10^7$ вт/см². Порог возбуждения когерентных экситонов будет определяться величиной мощности, на порядок или два большей. В обоих случаях стационарные состояния характеризуются индуцированным излучением на частоте $\omega_1 = \omega - 2\Omega$. Это не противоречит выводу Думке (5) о невозможности лазерного излучения в полупроводнике с непрямыми периодами, так как приведенный выше вывод, в отличие от (5), существенно основывается на неравновесности распределения экситонов.

В заключение хочу выразить благодарность В. Л. Броуде и В. Б. Тимофееву за полезные дискуссии и замечания по работе.

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР
Черноголовка Моск. обл.

Постушило
17 XI 1971

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

¹ В. М. Файн, ЖЭТФ, 53, 2070 (1967). ² А. Ф. Дите, В. Б. Тимофеев и др., ЖЭТФ, 58, 460 (1970). ³ А. Ф. Дите, В. Б. Тимофеев, В. М. Файн, ЖЭТФ, 61, 1065 (1971). ⁴ С. А. Москаленко, Бозе-эйнштейновская конденсация экситонов и биэкситонов, Кишинев, 1970. ⁵ W. P. Dumke, Phys. Rev., 127, 1559 (1962).