

## ОХЛАЖДЕНИЕ ГАЗА ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ЭКСИТОНОВ

*Р. Балтрамеюнас, А. Жукаускас, Г. Тамулайтис*

Впервые путем селективного фотовозбуждения газ сильно взаимодействующих экситонов в кристаллах CdSe приведен в термодинамическое квазиравновесие с решеткой ( $T = 80$  К).

Возбуждение плотного экситонного газа обычно сопровождается его разогревом<sup>1-3</sup>. Причины этого явления до сих пор не вполне понятны, однако ясно, что перегрев системы экситонов препятствует образованию экситонных молекул, бозе-эйнштейновского конденсата, электронно-дырочной жидкости. Поэтому очевидна важность понимания механизма разогрева и реализации контроля эффективной температуры экситонов. В настоящей работе сооб-

щается о первых результатах по управлению энергетическим спектром плотной системы экситонов в полупроводнике группы  $A^{II}B^{VI}$  (CdSe) методом селективного фотовозбуждения.

Свежесколотый монокристалл CdSe (температура решетки  $T=80$  К, энергия основного состояния  $A$  экситона  $E_0^{1s} = 1,816$  эВ, ширина запрещенной зоны  $E_g = 1,832$  эВ) возбуждается излучением наносекундного лазера на органических красителях, плавно перестраиваемого в диапазоне энергий кванта  $h\nu_0 = 1,79 - 2,19$  эВ (ширина линии  $\sim 0,3$  мэВ). На рис. 1 показано несколько спектров люминесценции, измеренных посредством двойного монохроматора при возбуждении поляризованным светом ( $E \perp c$ ) с различными энергиями кванта возбуждения  $h\nu_0$ . При высоких уровнях возбуждения основная полоса спонтанного излучения с максимумом у  $1,798$  эВ обусловлена процессами межэкситонного взаимодействия <sup>4 1)</sup>. Коротковолновое крыло этой полосы в области энергий  $h\nu > E_0^{1s}$  имеет экспоненциальный спад, адекватно отражающий эффективную температуру экситонов  $T_x$  <sup>3</sup>. При фиксированной плотности потока падающих квантов ( $6 \cdot 10^{24} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ) для энергий кванта возбуждения  $h\nu_0 > 1,804$  эВ интенсивность данной полосы люминесценции практически не изменялась. Следовательно можно утверждать, что плотность экситонного газа поддерживалась на постоянном уровне. При  $h\nu_0 > 2,07$  эВ в дальней коротковолновой области спектров выделялось второе экспоненциальное крыло (спектры 1 и 2 на рис. 1), обусловленное излучением горячей электронно-дырочной плазмы (ЭДП), локализованной на глубине поглощения возбуждающего света <sup>5</sup>. Эффективная температура горячей поверхностной ЭДП  $T_e$  быстро убывала с понижением энергии кванта возбуждения ( $T_e = 244$  К и  $176$  К при  $h\nu_0 = 2,1883$  эВ и  $2,0731$  эВ соответственно), а при  $h\nu_0 < 2,07$  эВ второе экспоненциальное крыло практически уже не было возможности выделить.

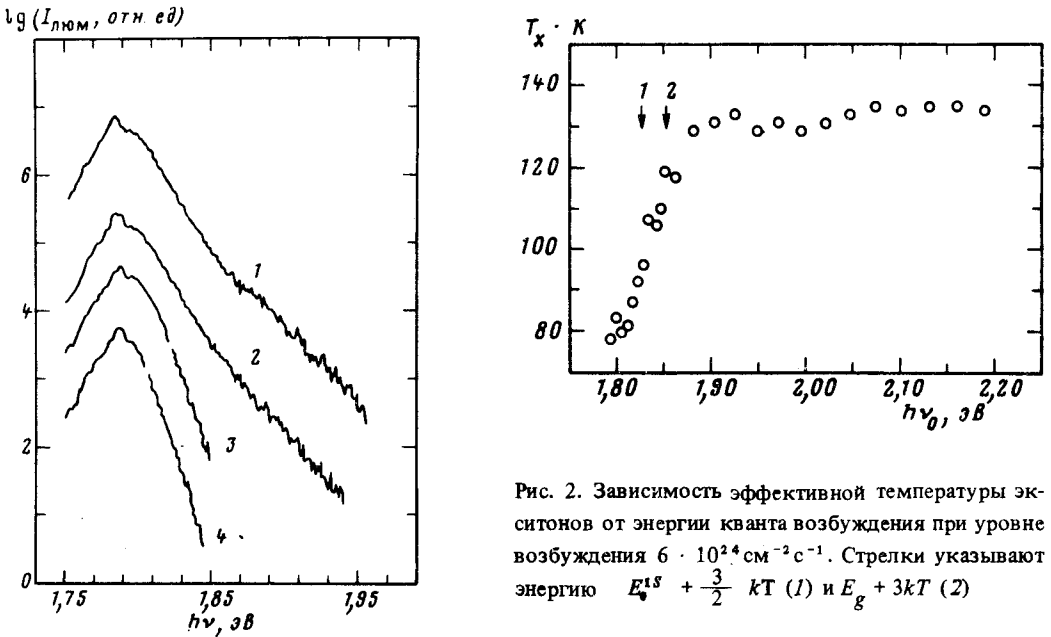


Рис. 2. Зависимость эффективной температуры экситонов от энергии кванта возбуждения при уровне возбуждения  $6 \cdot 10^{24} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Стрелки указывают энергию  $E_0^{1s} + \frac{3}{2} kT$  (1) и  $E_g + 3kT$  (2)

Рис. 1. Спектры люминесценции кристалла CdSe при возбуждении светом с различными энергиями кванта:  $h\nu_0 = 2,1883$  эВ (1),  $2,0731$  эВ (2),  $1,8223$  эВ (3),  $1,8056$  эВ (4). Шкалы интенсивности каждого спектра произвольно сдвинуты

1) Второй пик излучения с максимумом у  $1,789$  эВ, имеющий сильную зависимость интенсивности от уровня возбуждения, по-видимому, имеет сверхлюминесцентную природу.

На рис. 2 показана зависимость эффективной температуры экситонного газа постоянной плотности от энергии кванта возбуждения. Представляется удобным разбить данную зависимость на три характерные области.

1. Область  $h\nu_0 > 1,852$  эВ  $= E_g + 3kT$ , соответствующая генерации горячих электронно-дырочных пар, а также, возможно, экситонов с кинетической энергией, значительно превышающей энергию связи экситона. Эффективная температура  $T_x$  здесь значительно превышает температуру решетки (на  $\sim 50$  К); однако, практически не зависит от энергии кванта возбуждения и от тесно связанной с последней температуры  $T_e$ . Очевидно, это вызвано локализацией первичных быстропротекающих процессов релаксации начальной избыточной энергии  $h\nu_0 - (E_g + 3kT)$  неравновесных носителей заряда на глубине проникновения возбуждающего света в кристалл<sup>5</sup>. Следовательно, экситоны, локализованные на значительно большей глубине диффузии, не испытывают притока энергии из "горячей" поверхностной области кристалла. Разогрев же экситонов явно связывающихся из холодной ЭДП, по-видимому, вызван преобладанием такого процесса связывания, в котором полная энергия электронно-дырочной пары целиком преобразуется в полную энергию экситона (т.е. рождается экситон с кинетической энергией порядка энергии связи).

2. Вторая область условно ограничена энергиями кванта возбуждения, отвечающими адиабатическому возбуждению соответственно свободных электронно-дырочных пар ( $E_g + 3kT = 1,852$  эВ) и экситонов ( $E_0^1 + \frac{3}{2}kT = 1,826$  эВ). Здесь происходит резкое, но не полное охлаждение экситонной системы (от 120 К до 92 К), указывающее, что одним из источников разогрева в данном случае является начальная кинетическая энергия экситона. Однако, конечная величина перегрева экситонов при их адиабатическом возбуждении позволяет полагать, что в качестве второй причины разогрева выступают излучательные межэкситонные столкновения, по сути являющиеся экзотермическими процессами<sup>3</sup>.

3. Полное охлаждение экситонного газа до температуры решетки достигается при дальнейшем понижении энергии кванта возбуждения от  $E_0^1 + \frac{3}{2}kT$  до величины, несколько меньшей энергии  $E_0^1$ . Ответственность за такую компенсацию<sup>2</sup> столкновительного механизма разогрева может нести возбуждение экситонов с кинетической энергией ниже средней, а также процесс, обратный излучательному межэкситонному столкновению, когда поглощение кванта света с энергией  $h\nu_0 \lesssim E_0^1$  происходит за счет одновременной потери энергии другим экситоном.

Таким образом, методом селективного фотовозбуждения впервые удалось определить вклад различных процессов в перегрев экситонов и осуществить охлаждение плотной экситонной системы.

#### Литература

1. Дуте А.Ф., Ревенко В.И., Тимофеев В.Б. ФТТ, 1974, 16, 1953.
2. Amand T., Cornet A., Pagnet M., Brousseau M., Razbirin B.S. Phys. Stat. Sol. (b), 1983, 118, 113.
3. Baltramiejūnas R., Kuokštis E., Žukauskas A. Phys. Stat. Sol. (b), 1983, 119, 453.
4. Voiko G.A., Dneprovskii V.S., Kraevskii M.V., Marinova K., Oak S.M., Silina E.K., Fokin V.S. Phys. Stat. Sol. (b), 1978, 85, 111.
5. Балтрамеюнас Р., Жукаускас А., Куокуштис Э. ЖЭТФ, 1982, 83, 1215.