

АНИЗОТРОПИЯ РАЗОГРЕВА ФОТОВОЗБУЖДЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В МОНОКРИСТАЛЛАХ CdS

R. Балтрамеюнас, A. Жукаускас, Э. Куокшис

Впервые обнаружена зависимость температуры электронов, разогревающихся при фотовозбуждении, от ориентации плоскости поляризации возбуждающего света относительно оптической оси с в монокристаллах CdS. Установлено, что эффект обусловлен локализацией горячих носителей заряда на глубине проникновения в кристалл возбуждающего излучения. Определено время пребывания горячего носителя в этом слое, равное $\tau_{\perp} = 0,81$ псек и $\tau_{||} = 0,58$ псек соответственно.

Исследования разогрева неравновесных носителей заряда (ННЗ) при фотовозбуждении полупроводника квантами света с энергией $h\nu_0$, превышающей ширину запрещенной зоны E_g , представляет интерес с точки зрения изучения процессов энергообмена в системе неравновесных квазичастиц. В [1] показано, что в полярных полупроводниках разогрев ННЗ происходит за счет избыточной энергии возбужденной электронно-дырочной пары (э-д пары), а динамика разогрева обусловлена конкуренцией разогревающего электрон-электронного взаимодействия и охлаждения полярно-оптического рассеяния ННЗ, при этом предполагалось, что горячие ННЗ находятся на глубине длины амбиполярной диффузии. Однако в [2] показано, что горячая э-д пара рассеивает свою избыточную энергию за активное время порядка 10^{-12} сек, т.е. за время гораздо меньшее времени жизни (для большинства полупроводников группы A^2B^6 оно порядка $10^{-9} - 10^{-10}$ сек). Поэтому можно предположить, что горячие носители локализуются только на глубине поглощения света.

Целью данной работы была проверка этого предположения, используя анизотропию поглощения света в гексагональном CdS.

Исследования разогрева ННЗ проведены на ориентированных монокристаллах CdS, выращенных из расплава. Свежесколотый образец возбуждался поляризованным излучением третьей гармоники лазера на основе АИГ: Nd^{3+} ($h\nu_0 = 3,51$ эВ, $\tau_u = 12$ нсек, $f_{\text{повт}} = 12,5$ Гц, максимальная плотность мощности возбуждения $I_0 = 5 \text{ МВт}/\text{см}^2$) при этом плоскость поляризации возбуждающего света была ориентирована перпендикулярно или параллельно относительно оптической оси с ($\alpha_{\perp} = 1,6 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$, $\alpha_{||} = 2,5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ [3]). Возбуждаемая плоскость кристалла в обоих случаях оставалась параллельной оптической оси. Люминесценция исследована по методике, описанной в [4].

На рис.1 представлены типичные спектры краевой люминесценции монокристаллов CdS для двух конфигураций возбуждения ($E \perp c$ и $E || c$) при температуре образца 77 К. Основная полоса краевой люминесценции обусловлена излучательными процессами, происходящими на глубине амбиполярной диффузии в плотном экситонном газе [5]. В нашем случае наибольший интерес представляет спектральная область $h\nu > E_g$,

где наблюдается экспоненциально убывающее с частотой крыло, обусловленное излучательной рекомбинацией горячих ННЗ. По его наклону в полулогарифмическом масштабе можно определить температуру горячих э-д пар T_e [1]. Для большей достоверности было проведено графическое разделение полос излучения горячей плазмы и основной полосы, кроме того исследовано излучение только с поляризацией $E \perp c$. Таким образом, при изучении спектров люминесценции при разных уровнях возбуждения для двух поляризаций возбуждения была определена люкстемпературная характеристика (ЛТХ) системы горячих ННЗ (рис.2). Как видно, T_e для поляризации возбуждения $E \parallel c$ в среднем на 70 К выше, чем для $E \perp c$, т.е. имеется анизотропия разогрева ННЗ. Для количественного анализа эффекта обратимся к расчету температуры насыщения T_{e0} , являющейся параметром разогрева системы ННЗ [2].

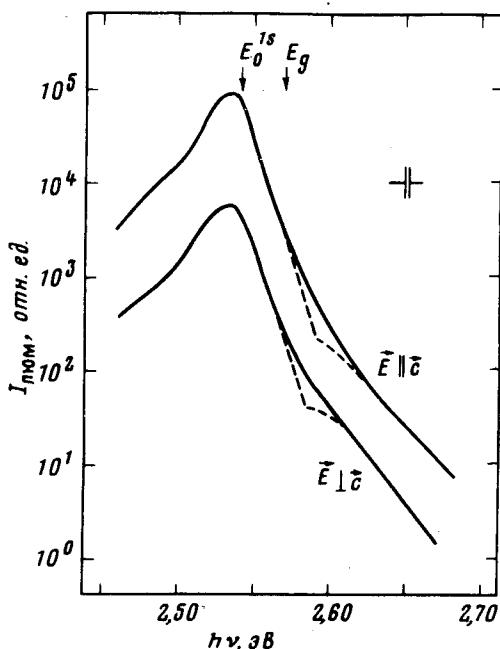


Рис.1. Спектры люминесценции монокристаллов CdS при $T = 77$ К и максимальном уровне возбуждения для двух конфигураций возбуждения. Стрелками отмечены энергетические положения основного состояния экситона (E_0^{1s}) и ширины запрещенной зоны (E_g). Шкалы интенсивности произвольны для каждого спектра

Температуру насыщения можно определить путем сопоставления экспериментальной ЛТХ с теоретической, определяемой уравнением

$$\frac{n}{n + n_c^*} = \frac{P(T_e)}{P(T_{e0})}, \quad (1)$$

в которое T_{e0} входит как параметр. Здесь n – концентрация горячих электронов, n_c^* – критическая концентрация, при которой для возбужденного светом электрона скорость полярно-оптических потерь равна скорости передачи энергии системе горячих ННЗ с температурой T_e , а $P(T_e)$ – мощность полярно-оптических потерь одного электрона этой системы [1, 6]. Таким образом, было получено, что для перпендикулярной поляризации возбуждения $T_{e0\perp} = 270$ К, а для параллельной $T_{e0\parallel} = 345$ К (соответствующие этим значениям теоретические ЛТХ показа-

ны на рис.2 сплошными линиями). Используя значение температуры T_{e0} можно определить активное время τ рассеяния горячей э-д парой избыточной энергии:

$$\frac{h\nu_o - E_g - 2kT_{e0}}{\tau} = P(T_{e0}) \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{m_h}{m_e} \right)^{1/2} \right]. \quad (2)$$

Здесь множитель в прямоугольных скобках учитывает вклад термализированных с электронами дырок в полярно-оптические потери согласно работе [7]. Рассчитанные согласно (2) активные времена равны $\tau_1 = 0,81 \pm 0,1$ псек и $\tau_{\parallel} = 0,58 \pm 0,1$ псек. Отношение активных времен $\tau_1 / \tau_{\parallel} = 1,4$ по значению близко к отношению длин поглощения в соответствующих конфигурациях возбуждения: $a_{\parallel} / a_1 = 1,5$. Это указывает на то, что излучение горячей электронно-дырочной плазмы происходит из области поглощения света, а не из глубины амбиполярной диффузии ННЗ, которая в нашем эксперименте не изменялась при смене конфигурации возбуждения.

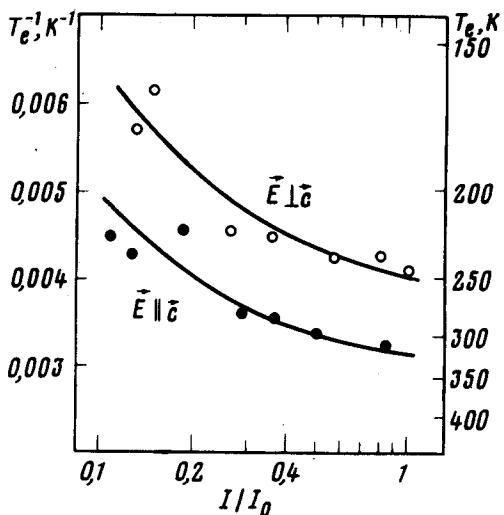


Рис.2. Экспериментальные (точки) и теоретические (сплошные линии) ЛТХ для двух конфигураций возбуждения

Таким образом, обнаруженная анизотропия разогрева фотовозбужденных ННЗ указывает на их локализацию лишь на глубине поглощения возбуждающего света. При этом вся система квазичастиц является расслоенной как по координате, так и по температуре, что необходимо учитывать в экспериментах при сильном поверхностном возбуждении кристаллов.

Вильнюсский
государственный университет
им. В.Капсукаса

Поступила в редакцию
6 июля 1981 г.

Литература

- [1] Shah J. Solid State Electron., 1978, 21, 43.

- [2] Балтрамеюнас Р., Жукаускас А., Куокштис Э. ФТП, 1980, **14**, 1799.
 - [3] Cardona M., Harbeck G. Phys. Rev., 1965, **17**, A1467.
 - [4] Балтрамеюнас Р., Вайткус Ю., Куокштис Э., Лит. физ. сб. 1979, **19**, 6.
 - [5] Benoit a la Guillaume C., Debever J.M., Salvan F. Phys. Rev., 1969, **177**, 567.
 - [6] Stratton R. Proc. Roy. Soc., 1958, **A246**, 406.
 - [7] Whiley J.D. Phys. Rev. B., 1971, **4**, 2485.
-