

Письма в ЖЭТФ, том 20, вып. 5, стр. 300 – 304. 5 сентября 1974 г.

ОСОБЕННОСТЬ ПОЛЯРИТОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ КРИСТАЛЛОВ ZnTe ПРИ БОЛЬШИХ УРОВНЯХ ВОЗБУЖДЕНИЯ

M. С. Бродин, Д. Б. Гоэр, М. Г. Мацко

Исследованы спектры излучения кристаллов ZnTe ($T = 4,2$ и $1,6^{\circ}\text{K}$) при возбуждении аргоновым лазером. Интерпретация результатов дана в терминах поляритонной люминесценции нижней и верхней поляритонных ветвей. Появление при $T = 1,6^{\circ}\text{K}$ и плотности возбуждения $4 \cdot 10^{21}$ $\text{фот}/\text{см}^2 \cdot \text{сек}$ узкого пика "иглы" (полуширина $\approx 10^{-5}$ эв) для излучения верхней поляритонной ветви объясняется возможностью достижения бозе-эйнштейновской конденсации экситонов на верхней поляритонной ветви в состояние с $k \approx 0$.

При лазерном возбуждении кристаллов в области существенного экситон-фотонного смешивания в спектрах их поляритонной люминесценции можно ожидать особенностей, вызванных высоким уровнем возбуждения. Проявление таких эффектов для поляритонов до сих пор не

обсуждалось. В данном сообщении обсуждаются результаты исследований спектров излучения кристаллов ZnTe при мощном возбуждении вблизи от резонанса.

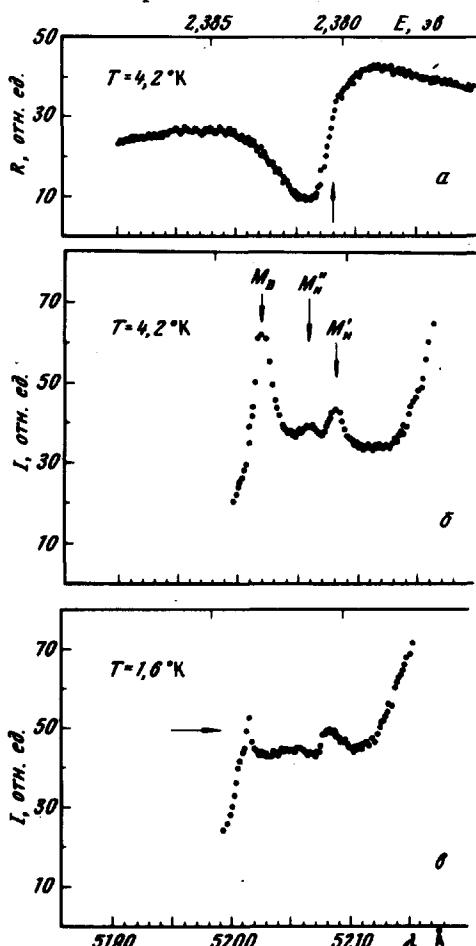


Рис. 1

Измерения спектров проводилось фотографическим методом с помощью дифракционного спектрографа на естественных сколах кристаллов ZnTe, выращенных методом сублимации. Для возбуждения люминесценции исследуемых кристаллов использовался аргоновый лазер, волновые векторы излучения которого $k_1 = 1,29 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ (4880 Å) и $k_2 = 1,22 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ (5145 Å) близки к требуемому $k = 1,21 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ для возбуждения поляритонов в кристаллах ZnTe при $T = 4,2$ и $1,6^\circ\text{K}$ в области основной ($n = 1$) экситонной полосы. Форма кривой отражения последней проявляет особенности, характерные для эффектов пространственной дисперсии: отсутствие четкого максимума, резко выраженный минимум (рис. 1, a).

На рис. 1, б показана микрофотограмма спектра излучения в области экситонного резонанса¹⁾. При $T = 4,2^\circ\text{K}$ и плотности возбуждения $P_B =$

¹⁾ Сохранив выражение экситон, мы используем его в смысле экситонного предела поляритонных ветвей (на рис. 2 соответствующие области поляритонных ветвей утолщены).

$= 4 \cdot 10^{21} \text{ фот} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ он состоит из трех полос M'_H , M''_H и M_B , максимумы которых соответствуют $\lambda = 5208 \text{ \AA}$, $\lambda = 5206 \text{ \AA}$, $\lambda = 5202 \text{ \AA}$. Его сравнение со спектром отражения (получен во время действия лазера) показало, что максимум полосы M'_H соответствует энергии поперечного (E_T) экситона, M''_H – минимуму кривой отражения. Полоса же M_B несколько смещена в коротковолновую сторону от состояния продольного (E_L) экситона, приходящегося на область минимума кривой отражения в этом случае [1].

Такая структура в области резонанса согласуется с предположением о его поляритонной природе. Действительно, полосу M'_H можно приписать излучению нижней поляритонной ветви (НПВ) с области "бутылочного горла", полосу M''_H – особенности пропускания поляритонов из кристалла в вакуум в окрестности минимума кривой отражения [2, 3]. Полосу M_B (полуширина $\approx 3 \cdot 10^{-3} \text{ эв}$) можно интерпретировать как излучение верхней поляритонной (ВПВ) ветви, аналогично случаю в GaAs [1].

Понижение температуры до $1,6^\circ\text{K}$ при той же величине P_B приводит к существенному изменению формы полосы излучения лишь ВПВ (рис. 1, а). Вместо полосы M_B , при $\lambda = 5201 \text{ \AA}$ появляется узкий пик-“игла” (полуширина $\approx 10^{-4} \text{ эв}$, на рис. 1, а указано стрелкой) и слабый фон с длинно-й коротковолновой стороной от пика. Понижение P_B до $10^{19} \text{ фот} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ при $T = 1,6^\circ\text{K}$ приводит к исчезновению в спектре излучения полос M'_H , M''_H и “иглы”, сама же полоса M_B отчетливо наблюдается. Таким образом форма полосы излучения ВПВ проявляет специфическую зависимость от температуры и плотности возбуждения. Следует отметить, что интенсивность “иглы” меньше полосы M_B . Это указывает на то, что ее возникновение, по всей видимости, не связано с эффектами усиления или же стимулированного излучения, сама возможность которых для этой области весьма сомнительна. Действительно, фотонов данной частоты в кристалле нет, поскольку соответствующие поляритоны превращаются в свет лишь на поверхности, выходя из кристалла. Следовательно, усиление в кристалле фотонов указанной частоты при поляритонном механизме должно отсутствовать.

В то же время указанные особенности для полосы M_B , на наш взгляд, можно было бы объяснить бозе-эйнштейновской конденсацией экситонов (Б-ЭКЭ) на ВПВ в состояние с $k \approx 0$. Принципиальная возможность конденсации на этой ветви отмечена Ноксом [4]. Действительно, Б-ЭКЭ, как макроскопическое заполнение нижайшего энергетического состояния вблизи $k = 0$, на НПВ невозможна, поскольку поляритоны данной ветви в этой области являются фактически уже поперечными фотонами, и конденсация происходила бы вне кристалла. Для ВПВ ситуация иная, в области $k \approx 0$ ее поляритоны существенно экситоноподобны и их бозе-конденсация при большой плотности возможна.

Таким образом, в предположении бозе-конденсации на ВПВ, иглоподобность пика можно объяснить когерентностью рекомбинирующих экситонов бозе-конденсата. Его интенсивность пропорциональна концентрации экситонов в конденсате, которая заведомо меньше создаваемой концентрации экситоноподобных поляритонов на ВПВ. Этим обусловлено наблюдаемое соотношение интенсивностей “иглы” и полосы M_B .

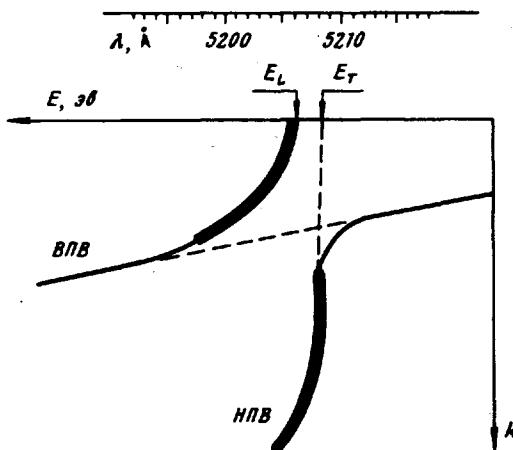


Рис. 2

Фон, на котором наблюдается "игла", можно объяснить возникновением коллективных возбуждений фононного типа в системе экситонов большой плотности. Из полученных результатов следует, что критическая температура (T_{kp}) для Б-ЭКЭ на ВПВ не меньше $1,6^\circ\text{K}$ для использованной P_B . В таком случае, т.е. когда $T_{kp} \neq 0$, излучение, обусловленное коллективными возбуждениями фононного типа в системе экситонов большой плотности, согласно работы [5], должно присутствовать как с длинноволновой, так и с коротковолновой сторон от "иглы". Следует подчеркнуть, что использование результатов расчета формы полосы излучения при бозе-конденсации, развитой для экситонов [5, 6], оправдано в нашем случае существенной экситонподобностью поляритонов ВПВ в области $k \approx 0$ (см. рис. 2). Закон сохранения импульса выполняется в обсуждаемом случае при учете поверхности кристалла.

Оценка критической концентрации (n_{kp}) для Б-ЭКЭ на ВПВ по критической температуре составляет $\approx 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, а оценка создаваемой плотности экситонов в кристалле для использованной P_B без учета поляритонного характера возбуждений равна $\approx 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Эти отличия в концентрациях можно в принципе объяснить, тем, что для второй оценки концентрации не учтено наличие двух ветвей и возможного некоторого рассеивания возбуждений между ними.

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность М.А.Дудинскому за техническую помощь, С.А.Москаленко и Э.Н.Мясникову за ценные советы при обсуждении.

Институт физики
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
17 апреля 1974 г.
После переработки
10 июля 1974 г.

Литература

- [1] D.D.Sell, S.E.Stokowski, R.Dingle, J.V.Di Lorenzo. Phys. Rev., B7, 4568, 1973.
- [2] С.А.Пермогоров, А.В.Селький. ФТТ, 15, 3025, 1973.

- [3] W.C.Tait, R.L.Weiher. Phys. Rev., B178, 1404, 1969.
 - [4] Р.Нокс. Теория экситонов . М., изд. Мир, 1966.
 - [5] E.Hanamura. Solid State Comm., 11, 485, 1972.
 - [6] С.А.Москаленко. Бозе-эйнштейновская конденсация экситонов и би-экситонов , Кишинев, 1970.
-