

- [3] Zucker J. E., Pinczuk A., Chemla D. S., Gossard A., Wiegmann W. // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 53. N 13. P. 1280—1283.
 [4] Кизель В. А. Отражение света. М.: Наука, 1973. 351 с.

Институт физики полупроводников
 СО АН СССР
 Новосибирск

Поступило в Редакцию
 19 октября 1990 г.
 В окончательной редакции
 4 марта 1991 г.

© Физика твердого тела, том 33, № 8, 1991
 Solid State Physics, vol. 33, N 8, 1991

РЕЛАКСАЦИЯ ЭКСИТОНОВ В КРИСТАЛЛАХ Cu_2O , ПОДВЕРГНУТЫХ ДЕФОРМАЦИИ

Ф. И. Крейнгольд, К. Ф. Лидер

В кристалле записи меди экситонная люминесценция полностью определяется 1s состоянием «желтой» серии [1]. Основное 1s состояние расщепляется обменным взаимодействием на трехкратно вырожденное Γ_5^+ (ортоэкситон) и невырожденное Γ_2^+ (параэкситон) [2]. Оптически неактивное состояние Γ_2^+ расположено на 96 см^{-1} ниже Γ_5^+ , и, очевидно, люминесценция ортоэкситонов при гелиевых температурах наблюдается только в результате нарушения термодинамического равновесия между ними [3]. Кинетические свойства экситонов в Cu_2O исследовались в ряде работ [4, 5].

В настоящей работе рассматривается влияние деформационного рас-

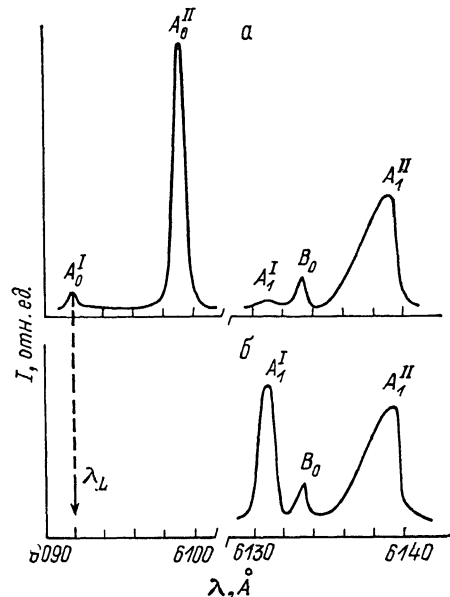


Рис. 1. Влияние длины волны возбуждающего света на спектр экситонной люминесценции Cu_2O при $P \parallel C_4$.

а — нерезонансное возбуждение ($\lambda_L \approx 6000 \text{ Å}$), б — резонансное возбуждение верхнего уровня ($\lambda_L \approx 6092 \text{ Å}$). A_0^I, A_0^{II} — бесфононные переходы ортоэкситона; A_1^I, A_1^{II} — их повторения с фоном $\hbar\omega = 109 \text{ см}^{-1}$; B_0 — бесфононная линия параэкситона. $T = 2 \text{ К}$, $P \approx 10 \text{ кг/мм}^2$.

щепления уровня Γ_5^+ [2] на релаксацию экситонов. Для возбуждения люминесценции использовался непрерывный перестраиваемый лазер на красителе. Образцы вырезались из монокристаллов, выращенных методом гидротермального синтеза. Направление сжатия совпадало с одной из кристаллографических осей: C_4 или C_2 . Направление наблюдения было перпендикулярно сжатию и совпадало с C_4 или C_2 .

При деформации вдоль C_4 состояние Γ_5^+ расщепляется на два [2]. На рис. 1, а приводится часть спектра люминесценции, включающая бесфононные линии A_0^I, A_0^{II} (компоненты $n=1$) и их повторения с фоном Γ_3^- ($\hbar\omega = 109 \text{ см}^{-1}$) — A_1^I, A_1^{II} , видна также бесфононная линия излучения параэкситона — B_0 . Наблюдается отступление от термодинамического равновесия между подуровнями экситонов, особенно хорошо заметное при большом расстоянии между ними ($E_{12} \gg kT$). Так, например, в случае нере-

зонального возбуждения ($\lambda_L \approx 6000 \text{ \AA}$) при $E_{12} \approx 30 \text{ см}^{-1}$ и $T = 2 \text{ К}$ отношение интенсивностей компонент бесфононных линий и соответствующих фононных повторений составляет $\mathcal{I}_1/\mathcal{I}_2 \approx 10^{-2}$, в то время как термодинамическому равновесию отвечает $\mathcal{I}_1/\mathcal{I}_2 \approx 10^{-7}$. Относительная населенность подуровней экситонов существенно меняется при резонансном возбуждении [6]. При резонансном возбуждении экситонов верхнего уровня ($K=0$, λ_L соответствует коротковолновой компоненте $n=1$) интенсивности коротковолновых и длинноволновых компонент полос фононных повторений становятся почти одинаковы. Спектр люминесценции при резонансном возбуждении приведен на рис. 1, б. Сужение полос фононных повторений при резонансном возбуждении экситонов в Cu_2O обсуждалось ранее в [6].

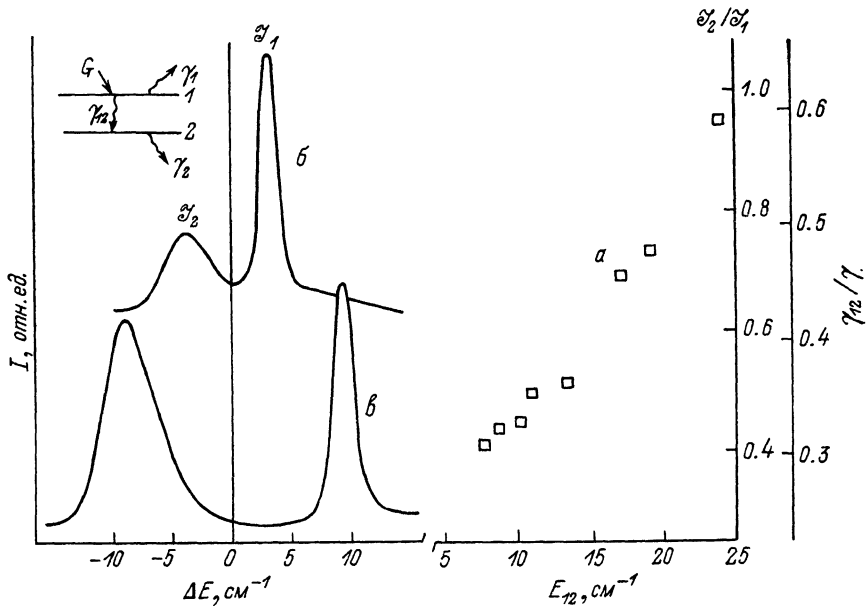


Рис. 2. Зависимость относительной интенсивности люминесценции компонент фононных повторений от расщепления при резонансном возбуждении верхнего уровня. $T = 2 \text{ К}$, $P \parallel C_4$, $K \parallel C_4$.

а — результаты измерений, б — $P = 2$, в — 10 кг/мм^2 .

Измерена зависимость относительной интенсивности фононных повторений от расстояния между подуровнями при резонансном возбуждении (рис. 2, а). Интенсивность нижнего (нерезонансного) фононного повторения растет при увеличении E_{12} (рис. 2, б, в), что объясняется ростом скорости межподзонной релаксации γ_{12} . Для случая резонансного возбуждения, когда не устанавливается термодинамическое равновесие между уровнями, относительная интенсивность фононных повторений $\mathcal{I}_2/\mathcal{I}_1 \sim \sim \gamma_{12}/\gamma$ ($\gamma_{12}/\gamma + 1$); \mathcal{I}_2 , \mathcal{I}_1 — интенсивности люминесценции с нижнего и верхнего уровней соответственно; γ_2 и $\gamma_1 + \gamma_{12}$ — их полные скорости рекомбинации. Предполагается, что $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma$ не меняется с давлением и определяется скоростью орто—пара релаксации.¹ Схема уровней на рис. 2 поясняет обозначения. Результаты измерений лучше всего удается аппроксимировать зависимостью $\gamma_{12} \sim E_{12}^{1/2}$. При изменении расщепления от 8 до 25 см^{-1} скорость межподзонной релаксации, вычисленная с учетом вырождения (по результатам измерений), изменяется в пределах $\gamma_{12} \approx \approx (0.3 \div 0.6)\gamma$. Аналогичные результаты были получены для случая де-

¹ Сделанное предположение правдоподобно, так как в исследованном интервале давлений расстояние между компонентами $n=1$ и уровнем параэкситона изменялось не более чем на 15 %, а скорость орто—пара релаксации на 2 порядка превышает скорости других процессов релаксации.

формации, направленной вдоль оси C_2 . Полученные результаты позволяют предположить, что процессы межподзонной и орто—пара релаксации имеют одинаковую природу и объясняются рассеянием на LA фононах.

Так как в результате расщепления состояния Γ_5^+ для экситонов верхней подзоны появляется дополнительный канал рекомбинации, можно ожидать, что время жизни их должно уменьшаться. В связи с этим представляло интерес исследовать влияние деформации на спектр возбуждения

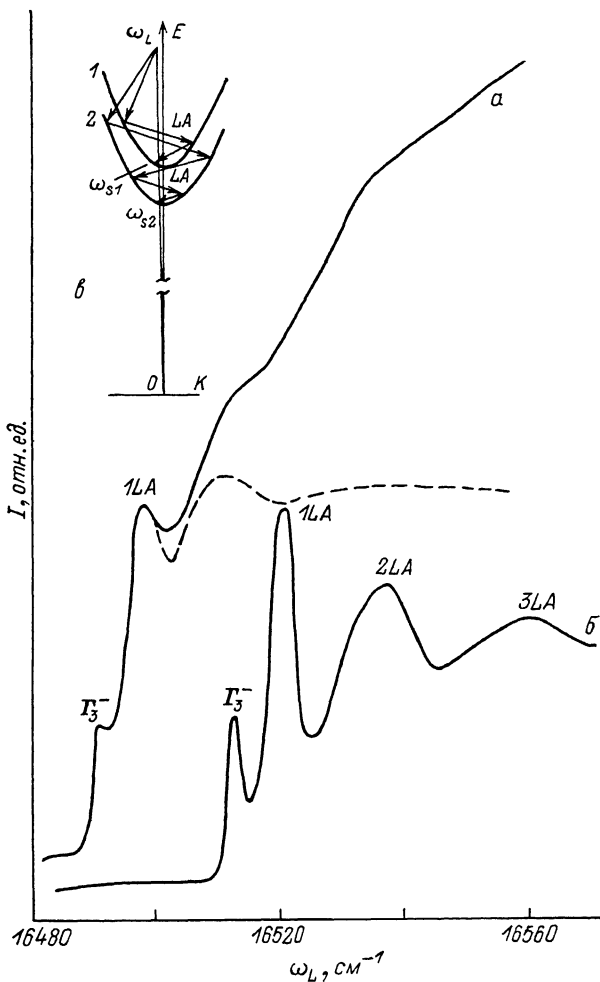


Рис. 3. Зависимость интенсивности люминесценции бесфононных переходов экситонов $n=1$ кристалла Cu_2O от длины волны возбуждающего света при деформации по оси C_4 .

a — нижняя компонента ($\lambda_g \approx 6099 \text{ \AA}$), b — верхняя ($\lambda_g \approx 6092 \text{ \AA}$), c — схематическое изображение процесса релаксации. Штриховая кривая получена при поляризации возбуждающего света $E \perp P$. $T=2 \text{ K}$, $P \approx 10 \text{ kg/mm}^2$. ω_L — частота возбуждающего света, ω_g — частота регистрируемого излучения.

экситонной люминесценции кристалла закиси меди. Ранее [7] в спектре возбуждения была обнаружена зависящая от времени жизни экситонов осциллирующая структура, обусловленная рассеянием ортоэкситонов LA фононами.

При расщеплении уровня Γ_5^+ осцилляции сохраняются и их можно наблюдать в спектре возбуждения экситонов ($K=0$) каждой из подзон. На рис. 3 приводится зависимость интенсивности компонент $n=1$ от длины волны возбуждающего света для случая $P \parallel C_4$. Как и следовало ожидать, происходит увеличение амплитуды осцилляций и их числа в спектре возбуждения экситонов верхнего уровня. В спектре возбуждения экситонов нижнего уровня наблюдается рост интенсивности, связанный с релакса-

цией экситонов верхней подзоны.² Увеличение контраста осциллирующей структуры наблюдается и в случае расщепления состояния ортоэкситонов магнитным полем. Схематическое изображение процесса релаксации, объясняющего образование осциллирующей структуры в спектре возбуждения люминесценции компонент $n=1$, приведено на рис. 3, а. Следует отметить, что наблюдение осциллирующей структуры в спектре возбуждения экситонов верхней подзоны возможно только в случае, если скорость внутризонной релаксации γ_{ak} больше скорости межподзонной релаксации γ_{12} .

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Крейнгольд Ф. И., Куликин Б. С. // *Опт. и спектр.* 1972. Т. 33. № 4. С. 706—711.
- [2] Elliott R. J. // *Phys. Rev.* 1961. V. 124. N 2. P. 340—345.
- [3] Крейнгольд Ф. И., Макаров В. Л. // *ФТТ.* 1973. Т. 15. № 4. С. 1307—1309.
- [4] Hulin D., Mysyrowicz A., Antonetti A. // *Phys. Rev. Lett.* 1979. V. 43. N 15. P. 1123—1126.
- [5] Weiner J. S., Yu P. V. // *Solid State Comm.* 1984. V. 50. N 6. P. 493—496.
- [6] Крейнгольд Ф. И., Лидер К. Ф. // *Письма в ЖЭТФ.* 1985. Т. 41. № 12. С. 514—516.
- [7] Крейнгольд Ф. И., Лидер К. Ф. // *ФТТ.* 1987. Т. 29. № 3. С. 749—752.

Ленинградский государственный университет

Поступило в Редакцию
6 марта 1991 г.

УДК 538.915/539.4.011.1/669.715'884

© *Физика твердого тела*, том 33, № 8, 1991
Solid State Physics, vol. 33, N 8, 1991

ОСОБЕННОСТИ МЕЖАТОМНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И АНОМАЛИИ УПРУГИХ СВОЙСТВ СОЕДИНЕНИЯ Al_3Li

Ю. Х. Векилов, П. А. Коржавый, А. В. Рубан

Аномальное поведение модулей сдвига твердого раствора лития в алюминии и интерметаллического соединения Al_3Li проявляется в резком их увеличении, что кажется достаточно необычным, поскольку и алюминий, и литий — нормальные *sp*-металлы, а модули сдвига лития почти на порядок меньше модулей алюминия [1, 2].

Примечательным является также экспериментально наблюдаемое уменьшение объемного модуля и параметра решетки твердого раствора на основе алюминия при увеличении содержания лития. Если первый из этих эффектов вполне ожидаем, то последний нуждается в дополнительном изучении, поскольку атомный радиус Li (1.55 Å) заметно больше атомного радиуса Al (1.43 Å).

Аномалии упругих свойств соединений лития с алюминием, очевидно, обусловлены особенностями межатомного взаимодействия. Эти аномалии в неупорядоченном твердом растворе лития в алюминии авторы работы [2] объяснили особенностями поведения плотности состояний вблизи уровня Ферми. В работе [3] указано на важность учета *d*-состояний на атомах Li для точного воспроизведения физических свойств Al_3Li . Вопрос о роли *d*-состояний в формировании электронной структуры и межатомной связи в таких объектах, как литий и алюминий, нетривиален.

В настоящей работе были проведены самосогласованные расчеты электронной структуры алюминия, лития и соединения Al_3Li методом линей-

² Влияние экситонов верхней подзоны в последнем случае можно уменьшить при возбуждении люминесценции поляризованным светом.