

на частотах 70 и 100 МГц. Отметим лишь, что вблизи $T = T_2$, T_c наблюдались флуктуации в коэффициенте затухания и форме акустических эхо-сигналов.

Авторы благодарны З. М. Магомедову за помощь в проведении экспериментов, а также участникам общемосковского семинара под руководством В. Л. Гинзбурга за обсуждение результатов.

Л и т е р а т у р а

- [1] Wu M. K., Asbun J. R., Torng C. J. et al. Phys. Rev. Lett., 1987, vol. 58, N 9, p. 908—911.
- [2] Hikami S., Hirai T., Kagoshimi S. Jap. J. Appl. Phys., 1987, vol. 26, N 4, p. L314—316.
- [3] Jap. J. Appl. Phys., 1987, vol. 26, N 5, Letters. Specialis section.
- [4] Tarascon J. M., Greene L. H., McKinnon W. R., Hull J. V. Phys. Rev., 1987, vol. B35, N 13, p. 7115—7117.
- [5] Мак-Скимин Г. В кн.: Физическая акустика / Под ред. У. Мезона, т. I, ч. А гл. 4. М.: Мир, 1966. 592 с.
- [6] Баррет Г. В кн.: Физическая акустика / Под ред. У. Мезона и Р. Терстона, т. VI, гл. 2. М.: Мир, 1973. 432 с.
- [7] Unoki H., Sasaki T. J. Phys. Soc. Japan, 1967, vol. 23, N 3, p. 546—552.
- [8] Савченко М. А., Стефанович А. В. Флуктуационная сверхпроводимость магнитных систем. М.: Наука, 1986. 144 с.

ВНИИФТРИ
Московская область

Поступило в Редакцию
3 июля 1987 г.
В окончательной редакции
11 августа 1987 г.

УДК 621.315.592

Физика твердого тела, том 30, в. 3, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 3, 1988

ЗАВИСИМОСТЬ ЭНЕРГИИ СВЯЗАННЫХ ЭКСИТОНОВ В КРИСТАЛЛЕ $\text{Cu}_2\text{O} \vdash \text{Cd}$ ОТ ДАВЛЕНИЯ

Ф. И. Крейнгольд, Б. С. Кулинкин,
М. Л. Шубников

Для изучения структуры энергетических зон и природы дефектов в полупроводниках в последнее время широко применяются спектроскопические исследования при высоком гидростатическом давлении [1]. В [2, 3] рассматривалось влияние гидростатического давления на спектр свободных экситонов кристалла закиси меди. Было установлено, что с ростом давления увеличивается ширина запрещенной зоны и одновременно уменьшается энергия связи экситонов (желтая серия). Представляло интерес также исследовать влияние давления на спектр связанных экситонов в Cu_2O .

В настоящей работе мы исследовали влияние гидростатического давления на спектр люминесценции кристаллов закиси меди, легированных кадмием. Наблюдалось уменьшение энергии диссоциации связанных экситонов с давлением. Энергия диссоциации «мелких» связанных экситонов $E_{1d} = 70 \text{ см}^{-1}$ уменьшается со скоростью $dE_{1d}/dP = -4 \text{ см}^{-1}/\text{кбар}$, а экситонов с $E_{2d} = 210 \text{ см}^{-1}$ со скоростью $dE_{2d}/dP = -13 \text{ см}^{-1}/\text{кбар}$. Соответственно при давлении свыше 20 кбар происходит диссоциация связанных экситонов, и в спектре люминесценции удается зарегистрировать излучение только свободных экситонов.

Кристаллы закиси меди выращивались методом гидротермального синтеза. Для измерений отбирались монокристаллы размером около 0.2 мм, имеющие яркую люминесценцию. Для создания квазигидростатического

давления использовались автономные камеры с сапфировым окном. Камера большого объема [4] позволяла получать давление до 8 кбар с негидростатичностью менее 0.1 кбар при температуре жидкого гелия. В камере с малым объемом [5] достигалось давление до 25 кбар при негидростатичности около 1 кбар. Степень негидростатичности определялась по уширению линии люминесценции $n=1$ экситона желтой серии кристалла Cu_2O . Камера с образцом помещалась в жидкий гелий, который откачивался до $T=2$ К. Люминесценция возбуждалась аргоновым лазером ($\lambda=514.5$ нм). Для того чтобы избежать нагрева образца, интенсивность возбуждающего света ограничивалась нейтральными фильтрами. Давление в камере измерялось по сдвигу R -линий рубина, а также по положению линий люминесценции свободного экситона в Cu_2O [3].

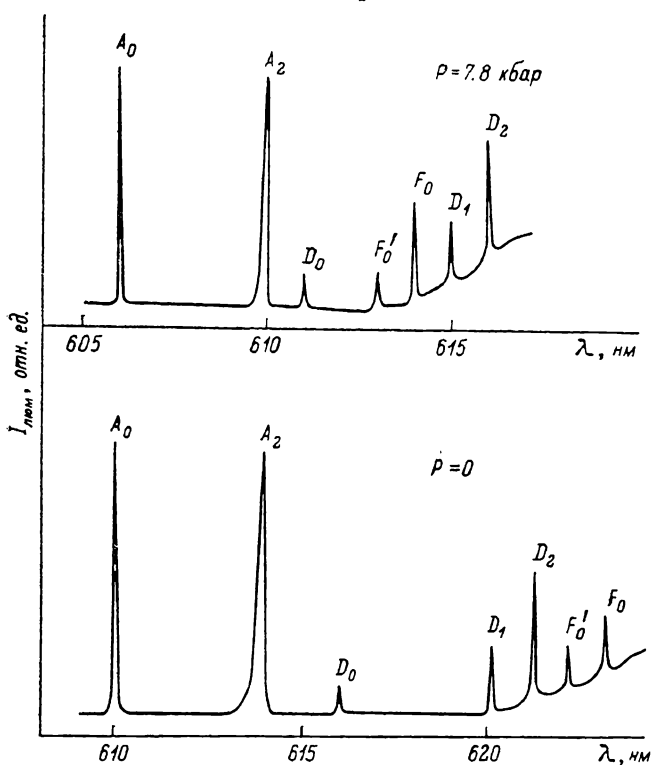


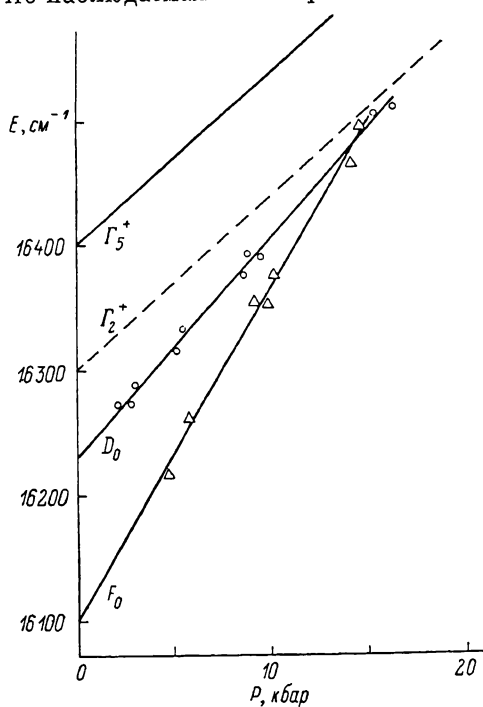
Рис. 1. Влияние давления на спектр люминесценции кристалла $\text{Cu}_2\text{O} : \text{Cd}$ при разных давлениях и $T=2$ К.

Спектр краевой люминесценции $\text{Cu}_2\text{O} : \text{Cd}$ приведен на рис. 1. Наряду с люминесценцией свободного экситона наблюдаются линии примесного излучения. Мы исследовали две группы наиболее интенсивных линий связанных экситонов. Головная линия первой группы D_0 , находящаяся при атмосферном давлении около $\lambda=616.0$ нм, возникает в результате бесфононной аннигиляции; линии D_1 и D_2 — ее фононные повторения с фононами 86 и 109 см^{-1} соответственно. Бесфононные линии F_0, F_0' ($\lambda=621.5$ нм) обусловлены излучением экситонов связанных, скорее всего, на заряженном центре (ионизованный акцептор). Люминесценция свободного экситона представлена на рис. 1 бесфононной линией A_0 и фононным повторением A_2 ($\hbar\omega=109$ см^{-1}).¹ Всестороннее сжатие смещает все линии в коротковолновую сторону. Скорости смещения линий свободного и связанных экситонов, как видно из рис. 1, существенно различаются, однако

¹ Чтобы не загромождать рис. 1, слабые фононные повторения свободного экситона не приведены.

фононные частоты практически не зависят от давления. Зависимость энергии бесфононных переходов от давления приведена на рис. 2. Мы проследили смещение линий связанных экситонов до $P=18$ кбар. Получены следующие значения гидростатических смещений: $17 \text{ см}^{-1}/\text{кбар}$ для линий D связанных экситонов, $27 \text{ см}^{-1}/\text{кбар}$ для F линий и в согласии с [2, 3] $13 \text{ см}^{-1}/\text{кбар}$ для линий излучения свободного экситона.

При давлении свыше 20 кбар люминесценцию связанных экситонов обнаружить не удалось. Этот результат можно объяснить, если учесть, что наблюдаемая в спектре люминесценции линия A_0 свободного экситона



отвечает не самому глубокому состоянию. Основное состояние экситона в желтой серии в Cu_2O , образованное электронами зоны проводимости Γ_6^+ и дырками зоны Γ_7^+ , обменным взаимодействием расщепляется на Γ_5^+ (ортоэкситон) и Γ_2^+ (параэкситон) [6]. В спектрах поглощения [7] и люминесценции [8] наблюдается переход на уровень ортоэкситона (линия A_0). Уровень параэкситона находится на 96 см^{-1} ниже, и в спектре невозмущенных кристаллов бесфононный переход не наблюдается [9]. Энергия диссоциации E_d связанных экситонов определяется расстоянием между бесфононной линией соответствующего комплекса и наименьшим уровнем свободного

Рис. 2. Зависимость энергии свободных и связанных экситонов в $\text{Cu}_2\text{O}:\text{Cd}$ от давления при $T=2 \text{ К}$.

экситона. Тогда для D связанных экситонов в кристалле Cu_2O при атмосферном давлении $E_{1d} = E(\Gamma_2^+) - E(D_0) = 70 \text{ см}^{-1}$, а для F экситонов $E_{2d} = E(\Gamma_2^+) - E(F_0) = 210 \text{ см}^{-1}$. Зависимость энергии уровня параэкситона в Cu_2O от давления была измерена ранее [10] и также приведена на рис. 2. Видно, что с увеличением давления энергия диссоциации связанных экситонов быстро уменьшается и в согласии с результатами наблюдений становится равной нулю при давлении около 20 кбар. Получены следующие значения для скорости изменения E_d с давлением: $dE_{1d}/dP = -4 \text{ см}^{-1}/\text{кбар}$, $dE_{2d}/dP = -13 \text{ см}^{-1}/\text{кбар}$.

В заключение следует отметить взаимосвязь между глубиной центра и величиной гидростатического смещения — с увеличением глубины центра скорость гидростатического смещения растет.

Л и т е р а т у р а

- [1] Sawara G. A. Physica, 1986, vol. 139/140 B, p. 3—15.
- [2] Крейнгольд Ф. И., Лидер К. Ф., Сапега В. Ф. ФТТ, 1977, т. 19, № 10, с. 3158—3160.
- [3] Laissar A., Niilisk A., Kreingold F., Lider K. Proc. Intern. conf. of high pressure, 1979, p. 756—762.
- [4] Шубников М. Л. ПТЭ, 1981, № 5, с. 178.
- [5] Jayaraman A. Rev. Mod. Phys., 1983, vol. 124, N 1, p. 65—108.
- [6] Elliott R. Phys. Rev., 1961, vol. 124, N 2, p. 340—346.
- [7] Гросс Е. Ф., Каплянский А. А. ДАН СССР, 1961, т. 140, № 4, с. 791—793.
- [8] Гросс Е. Ф., Крейнгольд Ф. И. Письма ЖЭТФ, 1968, т. 7, № 8, с. 281—283.

Ленинградский государственный
 университет им. А. А. Жданова
 Ленинград

Поступило в Редакцию
 14 августа 1987 г.

УДК 537.312.8

Физика твердого тела, том 30, в. 3, 1988
 Solid State Physics, vol. 30, № 3, 1988

ОБ УСТОЙЧИВОСТИ НЕЛИНЕЙНОЙ ТЕРМОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ В СВЕРХПРОВОДНИКАХ II РОДА

А. А. Адхамов, И. Л. Максимов, Н. А. Тайланов

В [1] показано, что при определенных условиях в сверхпроводнике II рода может распространяться нелинейная термомангнитная волна. Вопрос об ее устойчивости не рассматривался. Между тем проблема устойчивости нелинейных волн в системах с сильной диссипацией изучена еще недостаточно [2]. В данном сообщении исследована устойчивость нелинейной стационарной термомангнитной волны по отношению к малым термомангнитным возмущениям. Найден спектр собственных значений линеаризованных уравнений динамики критического состояния. Показано, что пространственно-ограниченным решениям соответствуют только затухающие во времени возмущения.

Динамика тепловых δT и электромагнитных δE возмущений критического состояния в линейном ($\delta T/T, \delta E/E, \delta j/j \ll 1$) приближении описывается системой уравнений Максвелла, теплопроводности

$$\nu \frac{\partial \delta T}{\partial t} = \kappa \frac{\partial^2 \delta T}{\partial x^2} + j \delta E + E \delta j, \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 \delta E}{\partial x^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial \delta j}{\partial t} \quad (2)$$

совместно с уравнением критического состояния в сверхпроводниках II рода

$$\delta j = -\alpha \delta T + \sigma_d \delta E. \quad (3)$$

Здесь ν и κ — теплоемкость и теплопроводность сверхпроводника, σ_d — его проводимость в режиме течения магнитного потока, а $E = E(z)$ и $j = -\frac{c^2}{4\pi\nu} \frac{dE}{dz}$ — найденные в [1] стационарные решения в автомодельных переменных $z = x - vt$, описывающее исходный профиль нелинейной термомангнитной волны, движущейся со скоростью v . Мы рассматриваем здесь плоский полубесконечный образец $x \geq 0$. В приближении слабого разогрева $T - T_0 \ll 1$ (T_0 — равновесная температура сверхпроводника) для ситуации $\tau = 4\pi\sigma_d \kappa / c^2 \nu \gg 1$ нелинейный профиль имеет вид

$$E = \frac{4\pi\sigma_d \nu}{c^2 a} v^2 \left[1 - \text{th} \frac{\nu}{2\kappa} z \right]. \quad (4)$$

Отыскивая решение (1)–(3) в виде

$$\delta T = \Theta(z) \exp(\lambda t), \quad \delta E = \varepsilon(z) \exp(\lambda t)$$

и исключив $\Theta(z)$, можно получить обыкновенное дифференциальное уравнение четвертого порядка с переменными коэффициентами для определения $\varepsilon = \varepsilon(z)$. Его исследование в общем виде практически невозможно. Однако в пределе $\tau \gg 1$ (что, как известно, отвечает «медленной» $\lambda \ll$