

Таким образом, дифференциальная проводимость $S_2 - I - N/S_1$ -системы при достаточно малой толщине N -прослойки должна иметь следующие особенности: а) область отрицательной дифференциальной проводимости при $U = E_0 - \Delta_2$, исчезающую в пределе $T \rightarrow 0$; б) пик при $U = E_0 + \Delta_2$ со следующим за ним резким провалом вплоть до $U = \Delta_1 - \Delta_2$; в) слабо заметную на фоне этого провала температурно-зависящую сингулярность при $U = \Delta_1 - \Delta_2$; г) ступенчатый рост $\sigma(U)$ при $U = \Delta_1 + \Delta_2$. Приведенные на рисунке данные расчетов, отвечающие различным значениям исходных параметров, подтверждают эти выводы.

Как видно из рисунка, наиболее характерным признаком наличия N/S -структуры в туннельном контакте является провал в $\sigma(U)$, следующий за острым максимумом. Местоположение этого пика определяется основными параметрами N -слоя (его толщиной и скоростью носителей) и поэтому может существенно меняться от эксперимента к эксперименту. Последнее обстоятельство приобретает особое значение при анализе данных туннелирования в сверхпроводник с подавленным на поверхности параметром порядка. Поскольку в данном случае размеры N -области неконтролируемы, то положение пика в $\sigma(U)$ по напряжению будет меняться в широких пределах от Δ_2 до $\Delta_1 + \Delta_2$. отождествление этой величины с суммой энергетических щелей исследуемого сверхпроводника и инжектора может вести к серьезным ошибкам (в частности, к заниженным значениям щели). Для определения истинного значения параметра порядка Δ_1 сверхпроводника в сэндвичах $S_2 - I - N/S_1$ -типа необходимо использовать не положение пика в $\sigma(U)$, а напряжение, соответствующее окончанию провала в дифференциальной проводимости туннельного контакта, которое, как показали расчеты, практически не зависит от характера связанных состояний, возникающих в приборьерной области.

В заключение выражаем благодарность В. М. Свисгунову за предложенную тему исследований, анализ и обсуждение полученных результатов.

Л и т е р а т у р а

- [1] Wolf E. L., Arnold G. B. Phys. Repts, 1982, vol. 91, N 2, p. 31—102.
 [2] Gray K. E., Hawley M. E., Moog E. R. In: Proc. of the Berkley Workshop on Novel Mechanisms of Superconductivity. N. Y.: Plenum, 1987, p. 611—625.
 [3] Arnold G. B. Phys. Rev. B, 1978, vol. 18, N 3, p. 1076—1100.

Донецкий физико-технический
 институт АН УССР
 Донецк

Поступило в Редакцию
 15 марта 1988 г.

УДК 535.375.5 : 536.42

Физика твердого тела, том 30, в. 9, 1988
 Solid State Physics, vol. 30, № 9, 1988

МЯГКАЯ МОДА, ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МОД В СОЕДИНЕНИИ $TlGaSe_2$

Е. А. Виноградов, В. М. Бурлаков, М. Р. Яхьеев, А. П. Рябов,
 Н. Н. Мельник, Б. С. Умаров, А. А. Аникьев

В полупроводниковых слоистых кристаллах $TlGaSe_2$, принадлежащих к моноклинной сингонии (C_{2h}), обнаружена последовательность двух структурных ФП: первый — при температуре $T_1 \approx 120$ К, соответствующий переходу второго рода в несоизмерную фазу с $q_{inc} = (\delta, \delta, 0.25)$ [1]; второй — при температуре $T_2 \approx 107$ К, соответствующий переходу первого рода, близкого ко второму, в соизмерную ($q_c = (0, 0, 0.25)$) сегнетоэлектрическую фазу [2, 3].

Измерения низкочастотной диэлектрической проницаемости показали, что последняя подчиняется закону Кюри—Вейсса как выше, так и ниже T_c [2, 3], что характерно для собственных сегнетоэлектриков (СЭ). Таким образом, в $TlGaSe_2$ происходит, по-видимому, собственный сегнетоэлектрический ФП. В этом случае остается непонятной причина учетверения

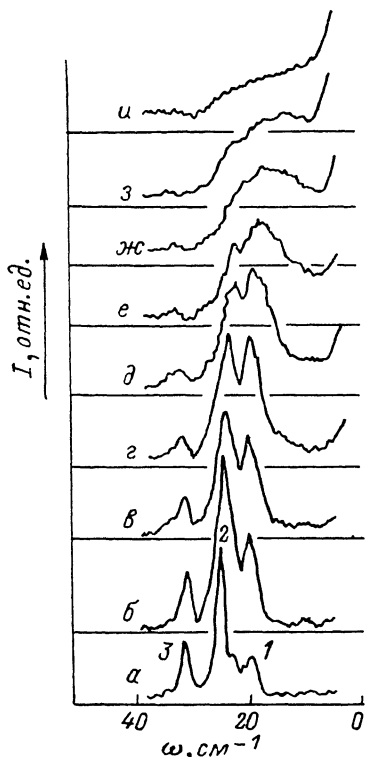


Рис. 1. Низкочастотные спектры КРС $TlGaSe_2$ в поляризации $Z(XX)Y$ (1—3) при $T=35$ (а), 50 (б), 60 (в), 70 (г), 80 (д), 90 (е), 95 (ж), 100 (з) и 110 К (и).

объема ЭЯ вдоль оси z . Действительно, согласно теории несоизмерных ФП, собственный сегнетоэлектрический фазовый переход (СЭФП), протекающий с образованием промежуточной несоизмерной фазы, не приводит к увеличению объема ЭЯ [4]. Можно предположить, однако, что учетверение объема ЭЯ в случае $TlGaSe_2$ является следствием еще одного ФП, происходящего по нормальной координате γ с $q = (0, 0, 0.25)$ при $T=T_0$. Совпадение температур T_i и T_0 может быть результатом взаимодействия соответствующих параметров порядка, приводящего к так называемому сдвоенному ФП [5].

Учетверение объема ЭЯ должно сопровождаться возгоранием в спектрах ИК и КРС ряда колебаний, принадлежащих точкам $q=(0, 0, 0.5)$ и $(0, 0, 0.25)$ зоны Бриллюэна высокотемпературной фазы. Представлялось целесообразным по параметрам возгорающих колебаний в спектрах КРС определить температурную зависимость соответствующего параметра порядка и величину дисперсии ветвей вдоль направления z .

Исследуемые монокристаллы $TlGaSe_2$ были выращены методом Бриджмена. Рабочие образцы вырезались в виде параллелепипеда размером $3 \times 4 \times 2$ мм. Спектры возбуждались линией $\lambda=6471 \text{ \AA}$ (Kr^+) лазера с мощ-

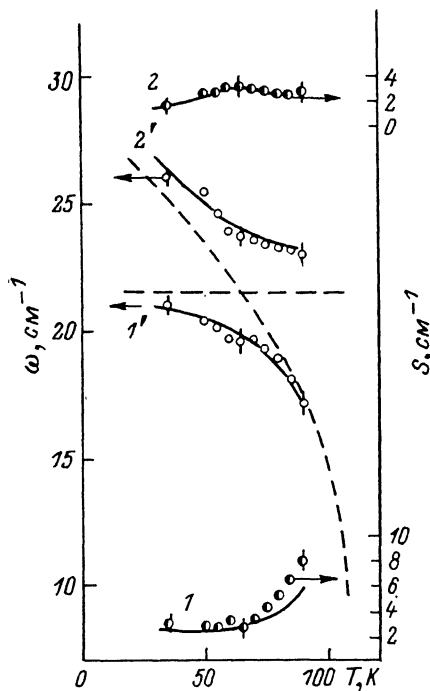


Рис. 2. Температурные зависимости частот и полуширин линий взаимодействующих колебаний: $\omega_0=21.5 \text{ см}^{-1}$ и мягкой моды.

1, 2 и 1', 2' — экспериментальные значения полуширин и частот полос соответственно. Сплошные кривые — расчет в рамках модели двух связанных затухающих осцилляторов (см. текст). Оптимальные значения параметров модели: $\lambda=-1.9 \text{ см}^{-1}$, $\omega_m=1.85 (T_c - T)^{1/2} \text{ см}^{-1}/\text{град}^{1/2} + 9.5$, $I_{m0}=36$, $\gamma_m=0.25 + 0.45 T_c/(T_c - T) \text{ см}^{-1}$, $\omega_0=21.5 \text{ см}^{-1}$, $G_0=1.2 \text{ см}^{-1}$, $I_0=0.01$, $T_c=107 \text{ К}$ — частота, затухание и интенсивность КР жесткой моды. Штриховые линии — затравочные частоты колебаний.

ностью 100 мВт. Регистрация спектров осуществлялась с помощью спектрометра ДФС-24, спектральное разрешение $\Delta\nu$ составляло 1 см^{-1} . Низкотемпературные измерения проводились на оптическом проточном гелиевом криостате [6]. Конструкция криостата позволяет проводить поляризационные измерения спектров КР в диапазоне 10—300 К с точностью стабилизации температуры в пределах $\pm 0.01 \text{ К}$.

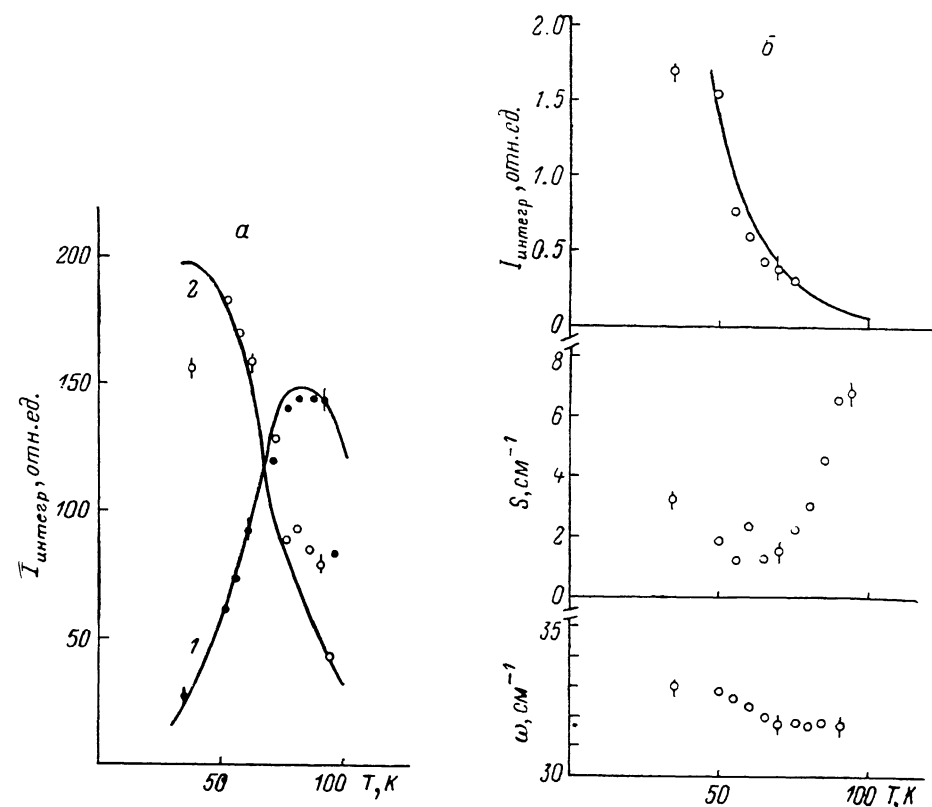


Рис. 3. Температурные зависимости интегральных интенсивностей линий 1 и 2 КР (а). Температурные зависимости частоты, полуширины и интегральной интенсивности линии 3 в спектре КР.

Сплошная кривая — зависимость $I = 0.5 \cdot 10^{-4} (T_0 - T)^2 + 4.8 \cdot 10^{-8} (T_0 - T)^4$.

Полученные спектры аппроксимировались модельными спектрами вида

$$I_m(\omega) = \sum_{i=1}^N A_i [1 + (\omega - \omega_i)^2 C_i + (\omega - \omega_0)^4 E_i]^{-1},$$

где A_i , ω_i , C_i , E_i — интенсивность, положение максимума, параметр ширины и параметр формы i -й линии; N — количество линий. Производилась оптимизация параметров модельного спектра по методу наименьших квадратов до получения минимального среднеквадратичного отклонения.

На рис. 1 представлен фрагмент спектра TlGaSe_2 при разных температурах. При низких температурах отчетливо различимы три колебания. С повышением температуры самое высокочастотное уменьшается по интенсивности, а между двумя другими происходит перераспределение интенсивности — из более высокочастотного колебания интенсивность «передается» низкочастотному. Последнее при этом сильно уширяется. На рис. 2 приведены зависимости частот и полуширин линий от температуры. Вид кривых является характерным для случая резонансного взаимодействия двух мод, одна из которых является мягкой, а частота другой не зависит от температуры. Характерной является также немонотонная зависимость

полуширины высокочастотного колебания: в области сильного резонанса полуширина возрастает, отражая возрастание затухания мягкой моды, а вдали от резонанса снова уменьшается практически до своего значения при низких температурах.

Расчет температурной эволюции частот наблюдаемых линий в низкочастотной области спектра проводился в модели взаимодействующих гармонических осцилляторов с затуханием. При этом учитывалось, что в применяемой геометрии рассеяния $Z(XX)Y$ регистрируются фононы, волновой вектор которых направлен под углом $\sim 45^\circ$ к оптической оси, а поляризация фононов смешанная, т. е. квази- TO , LO фононы. По этой причине частота наблюдаемой мягкой моды аппроксимировалась зависимостью $\omega_m = A(T_c - T)^{1/2} + C$ с коэффициентами $A = 1.85 \text{ см}^{-1}/\text{град}^{1/2}$ и $C = 9.5 \text{ см}^{-1}$. Значения остальных параметров приведены в подписи к рис. 2.

В расчете были также заложены температурные зависимости затухания

$$\gamma_m(T) = \gamma_{m0} + \gamma_{m1} \frac{T_c}{T_c - T} \quad [7]$$

и интенсивности мягкой моды

$$I_m(T) = I_0 \left(\frac{T_c - T}{T_c} \right) (n_\phi + 1).$$

Выбор последнего выражения обусловлен тем, что флуктуации поляризации, связанные с квазифононными модами, не имеют расходимости при $T \rightarrow T_c$, поэтому в выражении для интенсивности КР мягкой моды в окрестности ФП

$$I_{\text{КР}} \sim \eta_c^2 (\delta\eta)^2, \quad \eta_c \sim (T_c - T)^{1/2} \quad [8]$$

можно положить $(\delta\eta)^2 = \text{const}$.

На рис. 3, а представлены зависимости интегральных интенсивностей линий КР от температуры. Сплошные кривые 1, 2 — модельный расчет. Как видно из рис. 2 и 3, а, использованная модель хорошо описывает экспериментальные результаты.

Сравнение полученных данных с результатами измерений диэлектрических спектров [2] показывает, что обнаруженная нами мягкая мода идентична полярной мягкой моде, т. е. является сегнетоэлектрической. На рис. 3, б приведены температурные зависимости параметров высокочастотной линии КР. Частота этой линии близка к частоте полярной моды ($\omega = 32 \text{ см}^{-1}$), поэтому можно предположить, что возгорающая линия КРС принадлежит полярному колебанию. Необычная зависимость интегральной интенсивности этой линии от температуры $I = C_1(T_c - T)^2 + C_2(T_c - T)^4$ обусловлена, по-видимому, ее взаимодействием с мягкой сегнетоэлектрической модой (ср. с кривой 2 на рис. 3, а). Об этом свидетельствует также некоторое снижение частоты при уменьшении частоты мягкой моды.

Таким образом, приведенные исследования показали, что в спектрах КРС TlGaSe_2 проявляется только сегнетоэлектрический ФП и нет сколь-нибудь заметных признаков ФП с учетверением объема ЭЯ. Это обусловлено, по-видимому, очень малой дисперсией колебаний по направлению z .

Авторы выражают благодарность А. П. Леванюку, Д. Г. Санникову и С. А. Минюкову за полезное обсуждение результатов работы.

Л и т е р а т у р а

- [1] Вазрушев С. Б., Квятковский Б. Е., Окунева Н. М. и др. Препринт ФТИ АН СССР, № 886. Л., 1984. 12 с.
- [2] Волков А. А., Гончаров Ю. Г., Козлов Г. В. и др. Письма в ЖЭТФ, 1983, т. 37, № 11, с. 517—520.
- [3] Алиев Р. А., Аллахвердиев К. Р., Баранов А. И. и др. ФТТ, 1984, т. 26, № 5, с. 1271—1276.
- [4] Леванюк А. П., Санников Д. Г. ФТТ, 1976, т. 18, № 7, с. 1927—1932.
- [5] Санников Д. Г. Письма в ЖЭТФ, 1980, т. 31, № 6, с. 342—344.

- [6] Умаров Б. С., Яхьяев М. Р. Изв. АН ТаджССР. Сер. физ.-мат., хим. и геолог., 1987, т. 105, № 3, с. 81—85.
 [7] Леванюк А. П., Щедрина Н. В. ФТТ, 1972, т. 14, № 4, с. 1204—1210.
 [8] Гинзбург В. А., Леванюк А. П., Собынин А. А. УФН, 1980, т. 130, № 4, с. 615—673.
 [9] Бурлаков В. М., Нуоров Ш. Препринт ИСАН, № 27, Троицк, 1986. 27 с.

Институт спектроскопии АН СССР
 Троицк
 Московская область

Поступило в Редакцию
 8 декабря 1987 г.
 В окончательной редакции
 23 марта 1988 г.

УДК 535.343.2; 535.37; 537.311 : 31

Физика твердого тела, том 30, в. 9, 1988
 Solid State Physics, vol. 30, № 9, 1988

КРАЕВАЯ ФОТО- И КАТОДОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ЭКСИТОНОВ В КРИСТАЛЛАХ LiH и LiD

А. А. О'Коннель-Бронин, И. Л. Куусманн, С. О. Чолах,
 П. Х. Либлик, А. Н. Полюенко, Э. Х. Фельдбах

Впервые краевая люминесценция уникальных по простоте электронного строения кристаллов гидрида и дейтерида лития наблюдалась при возбуждении электронами ($T=67$ К) [1], позднее была тщательно изучена фотолюминесценция (ФЛ) этих кристаллов [2, 3]. Уже в первых работах были отмечены различия в спектрах катодолюминесценции (КЛ) и ФЛ, которые до настоящего времени не были изучены.

В настоящей работе впервые на одной экспериментальной установке комплексно исследованы спектры отражения (СО), ФЛ и КЛ LiH и LiD, проведено их сопоставление, что позволило уточнить некоторые параметры свободных экситонов (СЭ) в этих кристаллах.

Для исследования использовались монокристаллы LiH и LiD, выращенные методами Стокбаргера и Чохральского в УПИ им. С. М. Кирова по методике, описанной в [3]. Образцы скалывались в атмосфере сухого, горячего воздуха и помещались в вакуумный гелиевый криостат. ФЛ возбуждалась ртутной лампой ДРК-120 через двойной монохроматор ДМР-4, а КЛ — электронами с энергией 0.5—10 кэВ. Ток электронной пушки не превышал нескольких мкА. Для измерения СО использовалась дейтериевая лампа ДДС-400. Регистрация спектров осуществлялась через второй ДМР-4 системой счета фотонов с охлажденным ФЭУ-106. При обработке спектров учитывалась поправка на дисперсию монохроматора; коррекция на его пропускание и чувствительность фотоумножителя не проводились.

На рис. 1 и 2 представлены спектры ФЛ (1), КЛ (2), а также СО (3) и (только на рис. 1) поглощения (4) [4] кристаллов LiH и LiD. Для сопоставления спектров КЛ и ФЛ интенсивности $2LO$ линий нормировались к одному значению. Спектры ФЛ и КЛ состоят из бесфононной линии (БФЛ) и ее $1LO$ и $2LO$ повторений. Особый интерес представляет собой БФЛ спектра КЛ, поскольку имеет сложную структуру. Основная ее часть состоит из относительно широкой линии с затянутым длинноволновым хвостом, на фоне которой проявляется узкая линия с полушириной 10—15 мэВ (4.926 и 5.013 эВ для LiH и LiD соответственно). При повышении температуры узкая линия резко тушится в области 40—50 К, в то время как остальная часть БФЛ испытывает плавное температурное тушение, аналогичное БФЛ ФЛ. Такая температурная зависимость дает основание полагать, что узкий компонент БФЛ обусловлен излучательной аннигиля-