

УДК 535.346.61; 535.343.2; 539.211

©1994

## ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЭФФЕКТЫ И ТОНКАЯ СТРУКТУРА В $n = 2$ ЭКСИТОННОМ СПЕКТРЕ ОТРАЖЕНИЯ КРИСТАЛЛОВ KI

А.А.О'Коннель-Бронин

При температуре жидкого гелия детально исследованы спектры отражения  $n = 2$  экситонной области кристаллов KI в зависимости от условий скола поверхности и ее облучения фотонами. Обнаружена тонкая структура, расположенная несколько выше по энергии относительно  $n = 2$  бесфононной линии. Она интерпретируется как проявление «поверхностных» акустических фононов. Не исключается также, что она обусловлена расщеплением  $n = 2$  экситона поверхностными состояниями кристалла (Балслев, 1973). Умеренное облучение поверхности образца приводит к усилению структурности спектров. Это объясняется уменьшением после облучения поверхностного электрического поля, обусловленного возникающими при сколе заряженными дислокациями. Количество последних зависит от температуры, при которой производится скол.

Поскольку щелочно-галогидные кристаллы (ШГК) имеют, согласно расчетам, предельно высокий коэффициент поглощения, одним из основных экспериментальных методов изучения экситонов для этих объектов остается измерение спектров отражения. Спектры отражения ШГК исследуются экспериментально достаточно давно [1-6]. Конечно, со временем качество и детальность полученной информации повышались. Как правило, предыдущие спектры отражения интерпретировались как проявление объемных свойств кристаллов. По-видимому, первой теоретической работой, где было использовано понятие «поверхностных экситонов», для ШГК является работа [7] (1973 г.). Недавно были опубликованы экспериментальные результаты, показывающие существенную роль поверхности в формировании спектров отражения кристаллов NaI и KI [8,9]. Особенно это касается  $n = 2$  экситонной области спектров, поскольку  $n = 2$  экситоны имеют меньшую энергию связи относительно  $n = 1$  экситонов [10]. Например, было обнаружено изменение спектров отражения кристаллов NaI в зависимости от степени облучения фотонами поверхности [8]. При этом в NaI была обнаружена тонкая структура около  $n = 2$  бесфононной линии отражения наряду с ранее известной LO структурой. В настоящей работе представлены аналогичные экспериментальные результаты для кристаллов KI. Более того, обнаружена зависимость этих результатов от условий скола образцов. Экспериментальная методика проведения измерений подробно описана ранее [8,9].

На рис. 1,2 представлены четыре спектра отражения кристаллов KI, которые, как и в случае NaI, имеют тонкую структуру, располо-

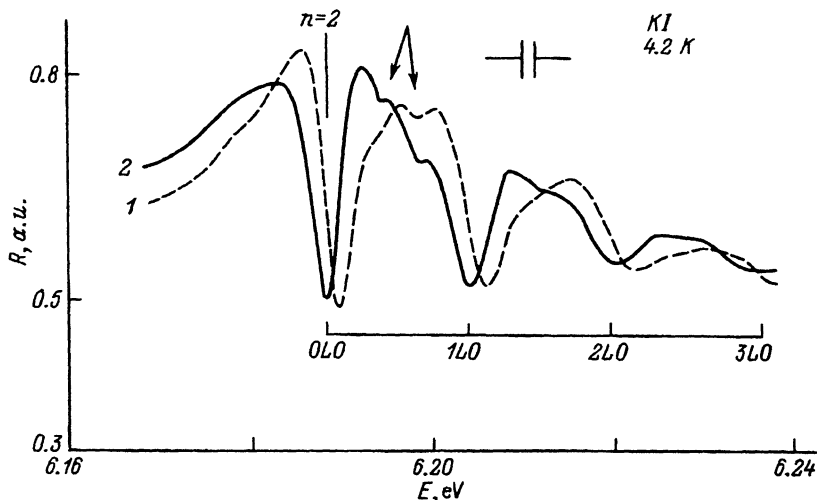


Рис. 1. Спектры отражения кристаллов KI, сколотых на воздухе при комнатной температуре и охлажденных до  $T = 4.2$  К.

1 — до облучения, 2 — после облучения поверхности кристалла. Облучение проводилось спектральной полосой света с полушириной 0.05 и максимумом 5.98 eV в течение 15 min. Для измерения спектров и облучения использовался один и тот же монохроматор. Указаны положения тонкой структуры (стрелками), LO структуры, а также спектральное разрешение.

женную несколько выше по энергии относительно бифононной  $n = 2$  экситонной линии, имеющей, согласно [5,8], инверсный контур. Слабая дополнительная структура имеет место также в области LO фононных повторений более высоких порядков. Однозначная интерпретация этой структуры затруднена уже потому, что не ясно, имеет ли она прямой (в виде пиков) или инверсный (в виде провалов) характер. Соответственно не ясны ее точные количественные параметры. Энер-

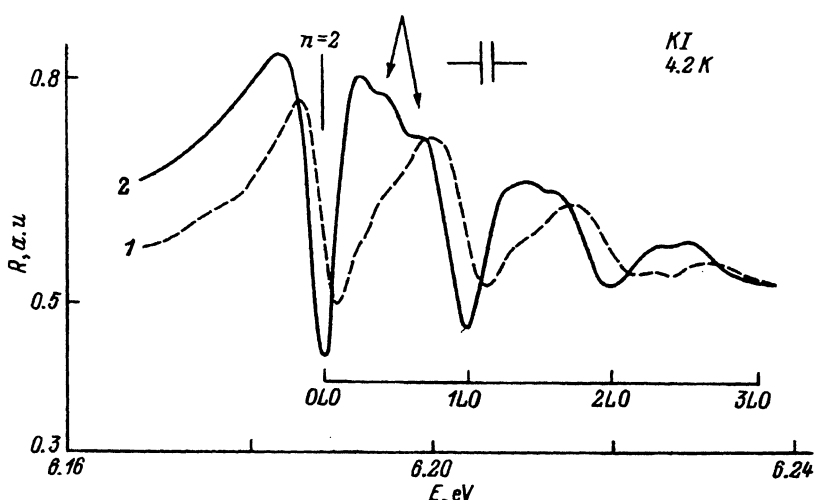


Рис. 2. Спектры отражения кристаллов KI, сколотых в жидком гелии.

1 — до облучения, 2 — после облучения поверхности кристалла.  $T = 4.2$  К. Условия облучения те же, что и на рис. 1.

гетические интервалы между  $OLO$  линией и двумя высокоэнергетическими пиками составляют соответственно 6.8 и 10.8 meV (между провалами 5.8 и 9.8 meV). Согласно теоретическим расчетам [11], максимумы плотности состояний объемных акустических фононов в KI имеют энергии соответственно 7.9 и 11.4 meV, несколько превышающие экспериментальные значения рассматриваемой структуры. Аналогичное превышение имеет место и для  $LO$  структуры в  $n = 2$  области отражения щелочных иодидов. В работе [7] было показано, что в ШГК, которые имеют предельно высокий коэффициент поглощения, глубина проникновения света очень мала, вследствие чего в их спектрах отражения проявляются «поверхностные фононы», имеющие меньшую энергию по сравнению с объемными фононами. Анализ обнаруженной в настоящей работе тонкой структуры, предположительно связанной с акустическими фононами, подтверждают это. Отметим также, что альтернативной интерпретацией тонкой структуры является модель Балслева [12], согласно которой аналогичная структура может быть обусловлена расщеплением  $n = 2$  экситона поверхностными состояниями, которые снимают орбитальное вырождение относительного движения электрона и дырки.

Новой информацией в представленных спектрах является также то, что наряду с облучением поверхности форма спектров отражения зависит от условий скола образцов. На рис. 1 кривая 1 измерена после скола при комнатной температуре и охлаждения до 4.2 К, а кривая 2 — после облучения поверхности фотонами. Как видно, после облучения имеет место усиление как структуры с периодом энергии  $LO$  фононов, так и тонкой структуры. Как и в NaI [8], после облучения происходит красный сдвиг структуры. Кривая 1 на рис. 2 измерена от поверхности того же образца, сколотой в жидком гелии. Можно отметить значительное ослабление структурности спектра. После последующего облучения поверхности происходит восстановление структурности (кривая 2). Инверсная  $n = 2$  бесфононная линия, как и ее  $LO$  повторения, становится значительно уже. Как и в случае скола на воздухе, происходит их красный сдвиг. Усиливается и тонкая структура.

Хопфилд и Томас [13] для объяснения изменения спектров отражения в зависимости от состояния поверхности ввели модель «мертвого» (безэкситонного) слоя. Его параметры зависят от величины и глубины проникновения некомпенсированного электрического поля около поверхности кристалла. Очевидно, что наличие этого слоя обуславливает различие приповерхностных и объемных характеристик кристалла. В представленных спектрах отражения (после облучения) средний энергетический интервал между минимумами  $LO$  структуры составляет 16.1 meV, что совпадает с вычисленной в работе [7] величиной поверхностного фонона (энергия объемного фонона для KI составляет 17.9 meV [11]).

Сравнивая спектры отражения (до облучения) от поверхности, сколотой при комнатной температуре и в жидком гелии, можно отметить почти полное отсутствие тонкой структуры в последнем случае. Как и в работе [9], это обстоятельство можно объяснить следующим. В [14] было показано, что при комнатной температуре образующиеся в процессе скола поверхностные заряженные дислокации быстро «термоди-

намически релаксируют» (но не полностью). При низких температурах, в частности в среде жидкого гелия, процесс релаксации заморожен. Вследствие этого на поверхности остается значительный избыточный электрический заряд, обуславливающий существенную роль «мертвого» слоя. Этим можно объяснить слабую интенсивность тонкой структуры после скола в жидком гелии. Фотооблучение вызывает движение заряженных носителей или дефектов из объема к поверхности [8,15,16]. Как следствие, происходят компенсации избыточного электрического поля у поверхности кристалла и усиление структурности спектров отражения.

Таким образом, в настоящей работе показано существенное влияние поверхностных состояний как на степень структурности, так и на количественные параметры (периоды экситон-фононных повторений с участием акустических и оптических фононов) спектров отражения кристаллов KI.

### Список литературы

- [1] Van Sciver W.J. // Phys. Rev. 1960. V. 120. N 4. P. 1193-1205.
- [2] Roessler D.M., Walker W.C. // J. Opt. Soc. America. 1967. V. 57. N 5. P. 677-682.
- [3] Baldini G., Bosacchi A., Bosacchi B. // Phys. Rev. Lett. 1969. V. 23. N 15. P. 846-848.
- [4] Petroff Y., Pinchaux C., Chekroun C., Balkanski M., Kamimura H. // Phys. Rev. Lett. 1971. V. 27. N 20. P. 1377-1380.
- [5] Nishimura H. // J. Lumin. 1986. V. 36. N 2. P. 75-83.
- [6] O'Connel-Bronin A.A., Treshchalov A.B. // Phys. Stat. Solidi (b). 1989. V. 154. N 2. P. 763-767.
- [7] Kartheuser E.P. // J. Phys. C: Solid State Phys. 1973. V. 6. N 15. P. L304-L305.
- [8] O'Connel-Bronin A.A., Treshchalov A.B. // Phys. Stat. Solidi (b). 1990. V. 162. N 1. P. 289-295.
- [9] O'Connel-Bronin A.A. // J. Phys.: Condens. Matter (in press).
- [10] Evangelisti F., Frova A., Patella F. // Phys. Rev. B. 1974. V. 10. N 10. P. 4253-4261.
- [11] Doshy F. // Phys. Stat. Solidi (a). 1980. V. 59. N 2. P. 531-542.
- [12] Balslev I. // Solid State Commun. 1983. V. 45. N 8. P. 661-663.
- [13] Hopfield J.J., Thomas D.G. // Phys. Rev. 1963. V. 132. N 2. P. 562-572.
- [14] Головин Ю.Г., Дьячок Т.П. // Кристаллография. 1989. Т. 34. № 4. С. 928-938.
- [15] Schultheis L., Balslev I. // Phys. Rev. B. 1983. V. 28. N 4. P. 2292-2295.
- [16] Kiselev V.A., Novikov B.V., Cherednichenko A.E., Ubushiev E.A. // Phys. Stat. Solidi (b). 1986. V. 133. N 2. P. 573-581.

Институт физики  
АН Эстонии  
Тарту

Поступило в Редакцию  
15 декабря 1993 г.