

УДК 535.343.2; 535.37; 537.311 : 31

## ЭФФЕКТЫ СВЕТОЭКСИТОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ДИСПЕРСИИ В СПЕКТРАХ НАКЛОННОГО ОТРАЖЕНИЯ КРИСТАЛЛОВ LiH

А. А. О'Коннель-Бронин, С. О. Чолах, А. Н. Полюшко,  
А. Б. Трещалов

Спектры отражения при углах падения  $45^\circ$  и близких к скользящим исследованы для диэлектрических кубических кристаллов LiH (ширина запрещенной зоны около 5 эВ) при 4.2 К. Наблюдаемые угловые изменения формы спектров отражения хорошо согласуются с полученными для полупроводниковых кристаллов CdS, где для их интерпретации учитывались эффекты светоэкситонного взаимодействия и пространственной дисперсии. Представлены теоретические спектры отражения LiH, рассчитанные с учетом этих эффектов, которые хорошо совпадают с экспериментальными. Анализ спектров позволил оценить энергию продольного экситона и соответственно величину продольно-поперечного расщепления для кристаллов LiH. По-видимому, впервые удалось провести сравнение угловой зависимости спектров отражения  $n=1$  и  $n=2$  экситонных состояний.

На основании анализа спектров отражения (СО), полученных в работах [1, 2], впервые был сделан вывод о том, что в кристаллах LiH край фундаментального поглощения формируется экситонами в области 4.95 эВ. Тогда же были сделаны первые оценки основных параметров этих экситонов. В дальнейшем характеристика экситонов в LiH уточнялась с помощью других методов, в основном люминесцентных (см. обзор [3]). Одной из центральных характеристик экситонных переходов является величина продольно-поперечного расщепления, которая связана с силой светоэкситонного взаимодействия [4]. Для LiH эта величина впервые была оценена в работах [5, 6] ( $\sim 12$  мэВ) на основании анализа формы бесфононной линии фотолюминесценции экситонов. Как выяснилось в дальнейшем [7], этот метод является не всегда корректным, поскольку спектральные особенности бесфононной линии могут меняться в зависимости от качества кристалла. Недавно [8, 9] в спектре катодоллюминесценции LiH был обнаружен слабый коротковолновой пик, максимум которого находится энергетически несколько выше основного минимума экситонного СО. При учете общности экситонных механизмов для различных кристаллов, проявление которых особенно подробно изучено для полупроводниковых кристаллов [10], указанный минимум был связан с энергией продольного экситона,<sup>1</sup> а обнаруженный коротковолновой пик был интерпретирован как излучение с верхней поляритонной ветви. Соответственно было оценено продольно-поперечное расщепление  $\sim 26$  мэВ.

В настоящей работе исследовались спектры наклонного отражения кристаллов LiH, которые позволяют однозначно подтвердить указанную выше интерпретацию. Кроме того, они представляют самостоятельный интерес, поскольку позволяют проследить проявления эффектов светоэкситонного взаимодействия и пространственной дисперсии в широкощелевом кубическом диэлектрике, каковым является LiH.

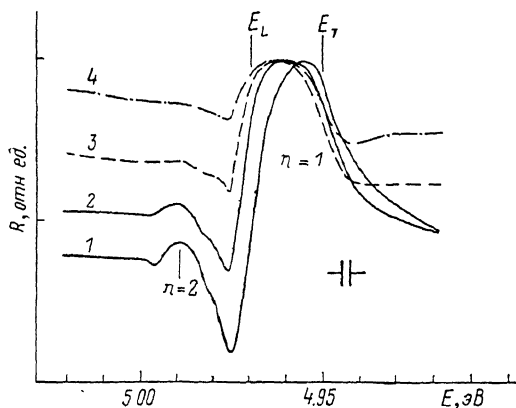
<sup>1</sup> Ранее [1] этот минимум интерпретировался как возможное проявление интерференции состояния прямого экситона и континуума непрямых переходов.

Измерения выполнены при 4.2 К в иммерсионном гелиевом кристате. Учитывая гигроскопичность кристаллов LiH, скол образцов производили непосредственно в жидком гелии. Излучение дейтериевой лампы ДДС-400 проходило через двойной монохроматор ДМР-4 и фокусировалось линзой на поверхность образца. Отраженный свет регистрировался солнечнеспособным ФЭУ-142, что позволяло уменьшить возможный паразитный фон люминесцентного излучения. Апертурный угол не превышал 4°. Погрешность калибровки монохроматора  $\pm 3$  эВ. Измерения проводились с неполяризованным светом.

На рис. 1 представлены спектры наклонного отражения кристаллов LiH при 45° и углах, близких к скользящим. Заметим, что СО практически совпадают при углах падения 45° и близких к нормальному [1, 2]. Основная линия отражения с максимумом около 4.955 эВ (при 45°) формируется  $n=1$  состоянием экситонов. С коротковолновой стороны от нее следует глубокий минимум (4.975), после которого на фоне коротковолнового крыла дисперсионного контура проявляется особенность с пиковой энергией 4.989 эВ, которая формируется  $n=2$  состоянием экситона. В работе [8] было зарегистрировано  $n=3$  экситонное состояние, однако его прояв-

Рис. 1. Экспериментальные спектры наклонного отражения кристаллов LiH при 4.2 К.

Углы падения, град: 1 — 45, 2 — 78, 3 — 83, 4 — 87. Обозначены  $n=1$  и 2 экситонные линии и указаны энергетические положения продольного  $E_L$  и поперечного  $E_T$  экситонов. Максимумы спектров нормированы к одному значению.



ление, так же как и энергетическое положение основных особенностей СО, зависит от состояния поверхности кристалла.

При увеличении угла падения СО претерпевает следующие изменения. 1) Его основной максимум смещается от положения  $E_T$ , которое определяется максимумом бесфононной линии фотолюминесценции и связывается с энергией поперечного экситона [9], к положению  $E_L$ . При этом линия становится более широкой и размытой. 2) Минимум СО становится менее глубоким и тоже сдвигается в коротковолновую сторону, хотя и значительно слабее, чем максимум  $n=1$  линии. 3) Как длинноволновое, так и коротковолновое крылья СО значительно усиливаются по сравнению с линией  $n=1$ . При 87° в длинноволновом крыле появляется небольшой минимум около энергии  $E_T$ . 4) Интенсивность линии  $n=2$  уменьшается, и при 87° она становится неразличимой на фоне коротковолнового крыла дисперсионного контура.

Указанные закономерности изменения СО при увеличении угла падения, за исключением последней, качественно хорошо совпадают с экспериментальными результатами, полученными в работе [11] на кристаллах CdS. Там же были приведены хорошо совпадающие с экспериментальными теоретические спектры наклонного отражения, которые были рассчитаны с учетом эффектов светоекситонного взаимодействия и пространственной дисперсии, обусловленной конечной массой экситонов [11-13]. Аналогичные расчеты были сделаны Г. С. Завтом для LiH. Полученные теоретические СО представлены на рис. 2. Для расчетов были использованы формулы Пекара [4, 14]. Поскольку LiH является кубическим кристаллом и измерения проводились с неполяризованным светом, отражение определялось как  $R = (R_s + R_p)/2$ . Наилучшее согласие экспериментальных и теоретических СО было получено с использованием следующих

параметров: диэлектрическая проницаемость  $\epsilon = 3.63$  [3], масса экситона  $M = 0.3m_0$  ( $m_0$  — масса свободного электрона), константа затухания  $\Gamma = 3$  мэВ, энергия поперечного экситона  $E_T = 4.950$  эВ, продольно-поперечное расщепление  $E_{LT} = 20$  мэВ. Отметим, что полученные оптимальные значения  $M$  и  $\Gamma$  хорошо согласуются с оценками, полученными ранее с помощью других методик [3].

Сравнивая теоретические и экспериментальные СО, можно отметить достаточно хорошее их соответствие. Более высокое значение  $R$  в области высокоэнергетического крыла экспериментальных СО объясняется неучетом в теоретической модели  $n=2$  экситонного состояния, а также так называемого фононного крыла, которое исследовалось в работе [15]. Хорошее соответствие теоретических и экспериментальных СО свидетельствует о том, что в случае LiH неучет в теоретической модели таких факторов, как наличие «мертвого» слоя, а также других приповерхностных эффектов [12, 16] не приводит к значительным погрешностям.

Таким образом, в спектрах наклонного отражения LiH четко проявляются эффекты светоэкситонного взаимодействия и пространственной дисперсии. Это позволяет однозначно связать минимум СО LiH с энергией продольного экситона и уточнить ранее сделанную оценку продольно-поперечного расщепления [8, 9]. Интересно отметить, что, согласно рас-

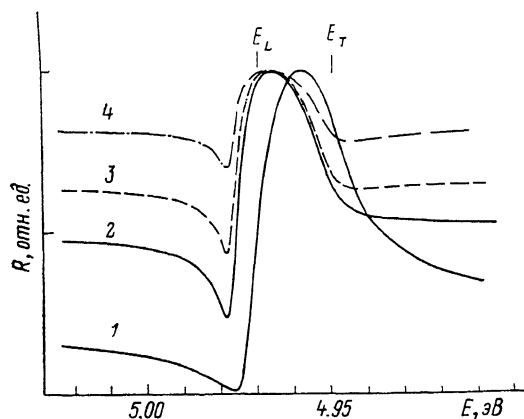


Рис. 2. Теоретические спектры наклонного отражения кристаллов LiH.

Углы падения, град: 1 — 45, 2 — 78, 3 — 83, 4 — 87. Указаны энергетические положения продольного  $E_L$  и поперечного  $E_T$  экситонов ( $E_{LT} = 20$  мэВ). Максимумы спектров нормированы к одному значению.

четам, энергетическое положение продольного экситона находится примерно на 6 мэВ ниже положения минимума СО при  $45^\circ$ , что составляет примерно 25 % от энергетической разницы между минимумом и энергией поперечного экситона. В случае CdS это несоответствие составляет примерно 10 %. Указанный факт обусловлен значительно меньшим значением диэлектрической проницаемости в LiH ( $\epsilon \approx 3.63$ ) по сравнению с CdS ( $\epsilon \approx 8.3$  [11]).

Отметим некоторые особенности настоящих результатов. Ранее было показано [11], что минимум СО при увеличении угла падения сначала углубляется, достигая почти нулевых значений абсолютного отражения, затем, начиная с некоторого критического угла, увеличивается. В нашем случае, поскольку набор углов отражения был ограничен конструктивными особенностями кристата, не удалось подробно проследить такие изменения СО. Одной из наиболее ярких особенностей проявления эффекта пространственной дисперсии является наличие узкого пика (спайка) около энергии  $E_L$  [12]. В СО LiH его пока не удавалось наблюдать, что объясняется, по-видимому, относительно большим значением константы затухания в этом кристалле. Близкие значения величин экситонного ридберга ( $\sim 50$  мэВ [1-3]) и энергии продольно-поперечного расщепления  $n=1$  состояния ( $\sim 20$  мэВ) в кристаллах LiH позволяют наглядно проследить и сравнить поведение  $n=1$  и  $n=2$  линий при изменении угла падения. Действительно, как видно из рис. 1, при больших углах сдвиг максимума  $n=2$  линии значительно слабее, а уменьшение интенсивности значительно сильнее, чем у  $n=1$  линии. Первое обстоятельство, по-видимому, обусловлено меньшей величиной продольно-поперечного расщепления

у  $n=2$  состояния, второе — большей его чувствительностью к проявлению «мертвого слоя» [12].

Авторы благодарны Ч. Б. Луцику за полезные обсуждения, а также Г. С. Завту, который сделал теоретический расчет  $\text{CO LiH}$ .

#### Список литературы

- [1] Плеханов В. Г., Пустоваров В. А., О'Коннель-Бронин А. А., Бетенекова Т. А., Чолах С. О. // ФТТ. 1976. Т. 18. № 8. С. 2438—2440.
- [2] Завт Г. С., Калдер К. А., Куусманн И. Л. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1976. Т. 40. № 9. С. 1914—1917.
- [3] Луцик Ч. Б., Гаврилов Ф. Ф., Завт Г. С., Плеханов В. Г., Чолах С. О. Электронные возбуждения и дефекты в кристаллах гидрида лития. М.: Наука, 1985. 214 с.
- [4] Пекар С. И. Кристаллооптика и добавочные световые волны. Киев: Наукова думка, 1982. 295 с.
- [5] Plekhanov V. G., O'Connell-Bronin A. A. // Phys. St. Sol. (b). 1978. V. 86. N 1. P. K123—K125.
- [6] Плеханов В. Г., О'Коннель-Бронин А. А. // ФТТ. 1978. Т. 20. № 7. С. 2078—2084.
- [7] Травников В. В., Криволапчук В. В. // ЖЭТФ. 1983. Т. 85. № 6 (12). С. 2087—2106.
- [8] Куусманн И. Л., Либлик П. Х., О'Коннель-Бронин А. А., Фельдбах Э. Х., Чолах С. О. // Тез. докл. Всес. совещ. «Люминесценция молекул и кристаллов». Таллинн, 1987. С. 106.
- [9] О'Коннель-Бронин А. А., Куусманн И. Л., Чолах С. О., Либлик П. Х., Полиенко А. Н., Фельдбах Э. Х. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 8. С. 2851—2854.
- [10] Пермогоров С. А. // Физика соединений  $\text{A}_2\text{B}_6$  / Под ред. А. Н. Георгобидани, М. К. Шейнкмана. М.: Наука, 1986. С. 146—225.
- [11] Пермогоров С. А., Травников В. В., Селькин А. В. // ФТТ, 1972. Т. 14. № 12. С. 3642—3649.
- [12] Norfield J. J., Thomas D. G. // Phys. Rev. 1963. V. 132. N 2. P. 563—572.
- [13] Агранович В. М., Гинзбург В. Л. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. М.: Наука, 1979. 432 с.
- [14] Пекар С. И. // ЖЭТФ. 1958. Т. 34. № 5. С. 1176—1188.
- [15] Плеханов В. Г., О'Коннель-Бронин А. А., Бетенекова Т. А. // ФТТ. 1977. Т. 19, № 11. С. 3297—3303.
- [16] Broser I., Rosenzweig M., Broser R., Richard M., Birkicht E. // Phys. St. Sol. (b). 1978. V. 90. N 1. P. 77—91.

Институт физики АН ЭССР  
Тарту

Поступило в Редакцию  
28 сентября 1988 г.  
В окончательной редакции  
1 марта 1989 г.