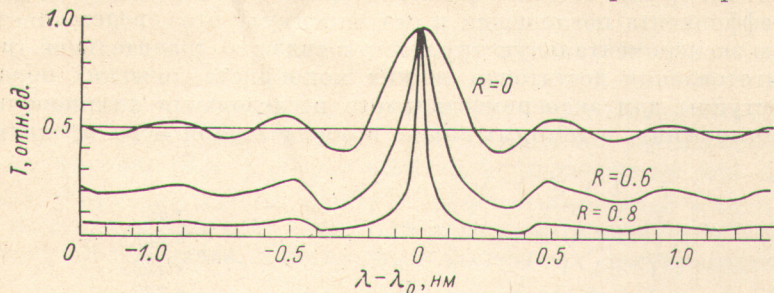


Отметим в заключение, что, как следует из соотношения (6) и рисунка, описанная выше система ПКА может быть использована как узкополосный оптический фильтр. Этот фильтр по сравнению с традиционными поляризационно-оптическими фильтрами [6, 7] обладает рядом преимуществ:



Огибающая спектра многолучевой селективной интерференции, рассчитанная по формуле (6) для клиновидного кристалла CdS, помещенного в эталон Фабри—Перо.

R — отражательная способность эталона, T — пропускание ПКА, λ — длина волны света.

1) его можно использовать в широком спектральном интервале, так как он обладает пропусканием лишь в окрестности «изотропной точки» (в отличие от фильтров Вуда [7], Ллио [6] и их модификаций);

2) изменением отражательной способности зеркал эталона R можно в широких пределах варьировать ширину полосы пропускания этого фильтра;

3) с помощью вращения одного из поляризаторов ПКА и регистрации сигнала на переменной частоте, равной удвоенной частоте вращения поляризатора (как указано в работах [1, 2]), можно избавиться от фона, который в самом неблагоприятном случае ($R=0$) составляет половину интенсивности падающего света [см. (2)].

Литература

- [1] Л. Е. Соловьев, А. Х. Зильберштейн. *Опт. и спектр.*, 45, 735, 1978.
- [2] А. Х. Зильберштейн, Л. Е. Соловьев. *Ж. прикл. спектр.*, 31, 313, 1979.
- [3] Н. И. Калитеевский. *Волновая оптика*. «Наука», М., 1971.
- [4] И. В. Баранец, А. Х. Зильберштейн, Л. Е. Соловьев. *Опт. и спектр.*, 37, 285, 1974.
- [5] Masakatsu Okada, Satoshi Shimizu, Shogo Ieiri. *Appl. Optics*, 14, 917, 1975.
- [6] А. Н. Зайдель, Г. В. Островская, Ю. И. Островский. *Техника и практика спектроскопии*. «Наука», М., 1976.
- [7] R. W. Wood. *Zs. Phys.*, 15, 313, 1914.

Поступило в Редакцию 22 мая 1980 г.

УДК 548.0 : 535.34

КРАЙ ЭКСИТОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ И ПРАВИЛО УРБАХА В МОНОКРИСТАЛЛАХ LiH и LiD

А. А. О'Коннель-Бронин, В. Г. Плеханов, В. А. Пустоваров
Ф. Ф. Гаврилов и С. О. Чолах

Одним из интересных аспектов изучения оптических материалов является исследование края их собственного поглощения. К настоящему времени по спектрам отражения установлено, что наиболее низкоэнергетическим собственным электронным возбуждением в кристаллах LiH и LiD является экситонный резонанс в области 5 эВ [1]. Люминесцентными

методами показано, что эти экситоны проявляют наличие «хорошего» квазиимпульса при взаимодействии с другими возбуждениями кристалла [2]. Немалую информацию об экситонном резонансе можно получить путем измерения его спектра поглощения. Однако при высоком значении коэффициента поглощения в его максимуме это представляет значительную экспериментальную трудность в связи со значительной трудностью приготовления достаточно тонких монокристаллических образцов. Более доступны для экспериментального исследования длинноволновые хвосты поглощения, в которых также в определенной мере проявляются

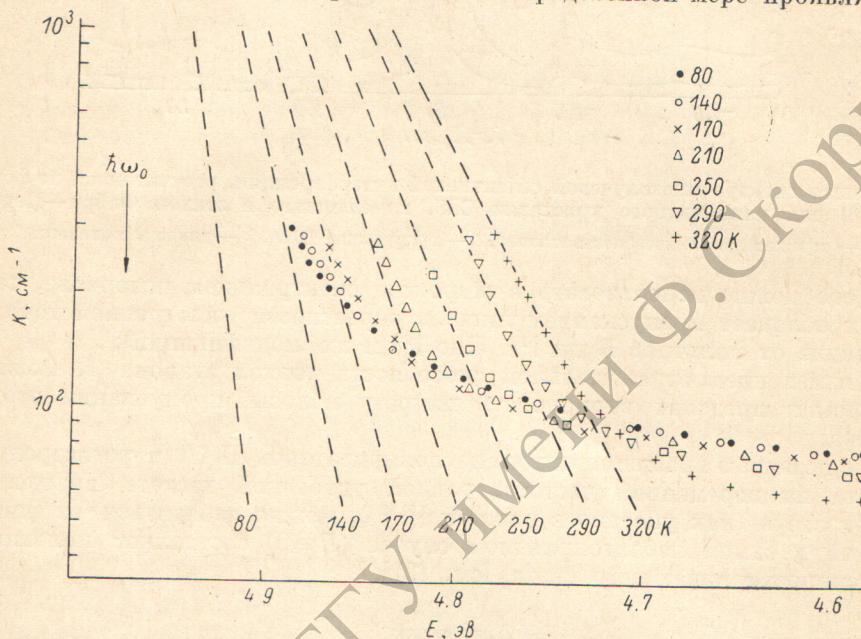


Рис. 1. Экспериментальные спектры длинноволнового края собственного поглощения кристаллов LiH при различных значениях температуры.

Здесь же приведены результаты расчета по формуле Урбаха (штриховые линии) с параметрами $\hbar\omega_0 = 4.975$ эВ, $K_0 = 2.2 \cdot 10^4$ см⁻¹ и $\sigma = 0.6$.

особенности экситонного резонанса в изучаемом материале. Именно эта возможность и использовалась в настоящей работе.

Для измерений использовались совершенные монокристаллы LiH и LiD [3] в виде свежесколотых пластинок, толщина которых составляла 0.5 и 0.75 мм соответственно. Пластинки помещались в иммерсионный криостат, температура в котором изменялась в интервале 80—320 К. Свет от дейтериевой лампы ДДС-400 монохроматизировался с помощью двойного монохроматора ДМР-4 и затем попадал на кристалл. Свет, прошедший через кристалл, проходил через второй монохроматор ДМР-4 и затем регистрировался фотоэлектронным умножителем типа ФЭУ-106.

Измеренные спектры пропускания пересчитывались в спектры поглощения. Для определения погрешности при вычислении коэффициента поглощения K , связанной с ненулевой спектральной щелью монохроматора, использовались формулы, приведенные в работе [4]. В наших измерениях ошибка $\Delta K \leq 3\%$.

На рис. 1 приведены спектры поглощения кристаллов LiH (аналогичный вид имеют спектры LiD) в полулогарифмическом масштабе при различных значениях температуры в интервале 80—320 К. При низкой температуре (до 140 К) вид спектра в доступном для измерения¹ интервале

¹ Верхний предел измерения K зависит от возможности сколоть достаточно тонкую пластинку этих весьма гигроскопичных кристаллов и от особенностей экспериментальной установки.

изменения K не удается описать какой-либо из наиболее известных предсказываемых теорией функций. В частности, он не подчиняется характерной для щелочно-галлоидных кристаллов (в низкотемпературном пределе) зависимости типа [5]

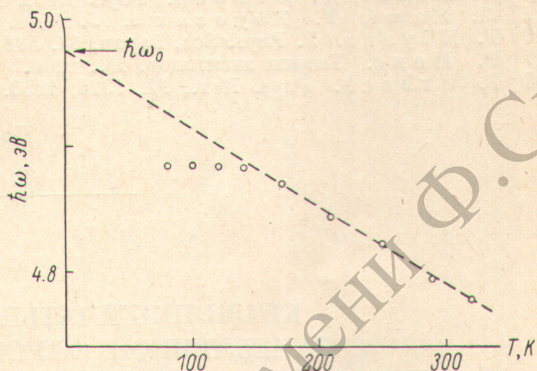
$$K = K_0 \exp \left[-\frac{2\sigma (\hbar\omega_0 - \hbar\omega)}{k\hbar\omega_F} \right], \quad (1)$$

где $\hbar\omega$ — энергия возбуждающего света, k — постоянная Больцмана, $\hbar\omega_F$ — энергия характеристического фонона (обычно предельного акустического фонона); K_0 , σ , $\hbar\omega_0$ — константы, характерные для данного материала. С другой стороны, спектр не имеет особенностей в виде ступенек на расстоянии $\hbar\omega_{LO}$ (ω_{LO} — частота продольного оптического фонона) от экситонного резонанса, характерных для многих полупроводниковых веществ.

Известно, что определенное поглощение может быть обусловлено дефектами, имеющими уровни энергии вблизи края собственного поглоще-

Рис. 2. Температурная зависимость энергии $\hbar\omega$, соответствующей фиксированному значению $K=300 \text{ см}^{-1}$ (кружки).

Линейная часть этой зависимости определяет прямую (штриховая), которая пересекает ось энергий в точке $\hbar\omega_0$ (указана стрелкой).



ния [6]. Однако явное стремление наблюдаемого распределения $K(E)$ к максимуму при значении энергии, соответствующей экситонному резонансу, относительно высокий уровень значений K и стабильность от образца к образцу в кристаллах LiH и LiD позволяют предположить, что это поглощение имеет непримесную природу.

При повышении температуры выше 140 К наблюдается сдвиг коротковолновой части хвоста поглощения в красную сторону.² Как известно, во многих веществах, включая щелочно-галлоидные и полупроводниковые кристаллы [7], такое поведение хвоста поглощения описывается эмпирической формулой Урбаха [8]

$$K = K_0 \exp \left[-\frac{\sigma (\hbar\omega_0 - \hbar\omega)}{kT} \right]. \quad (2)$$

В этом случае зависимость энергии $\hbar\omega$, соответствующей некоторому фиксированному значению K , от температуры представляется на графике прямой, пересекающей ось энергий (при $T=0$) в точке, соответствующей энергии $\hbar\omega_0$. Такой график для LiH приведен на рис. 2. Как видно, наблюдаемая зависимость действительно является линейной, начиная от $T=170 \text{ К}$ и выше. Отсюда были определены следующие значения $\hbar\omega_0$: $4.975 \pm 0.010 \text{ эВ}$ — для LiH; $5.090 \pm 0.010 \text{ эВ}$ — для LiD. При достаточно высоких температурах зависимость $K(E)$ также хорошо аппроксимируется формулой Урбаха (рис. 1). Значения σ были определены по наклону линейных участков зависимости $K(E)$ (в полулогарифмическом масштабе): 0.60 ± 0.01 и 0.52 ± 0.01 для LiH и LiD соответственно. Разумный порядок имеют и определенные из формулы Урбаха значения K_0 : $(2.2 \pm 0.3) \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ — для LiH, $(3.5 \pm 0.4) \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ — для LiD.

Резюмируя, можно сказать, что в кристаллах LiH и LiD в определенном интервале значений K и соответственно, начиная с определенных

² Сдвиг полосы, соответствующей $n=1$ экситону, в спектре отражения при повышении T от 80 до 320 К составляет $\approx 40 \text{ мэВ}$ в красную сторону.

значений T , подтверждается универсальность эмпирического правила Урбаха.

Авторы благодарны Т. А. Бетенековой за помощь в работе и Ч. Б. Луцки за критические замечания.

Литература

- [1] Ч. Б. Луцки, В. Г. Плеханов, Г. С. Завт, И. Л. Куусманн, С. О. Чолах, Ф. Ф. Гаврилов, Т. А. Бетенекова, П. Х. Либлик, А. А. О'Коннель-Бронин, В. А. Пустоваров, А. А. Ратас, Ю. Ю. Халдре, В. В. Шульгин. Тр. ИФ АН ЭССР, *47*, 7, 1977.
- [2] В. Г. Плеханов, А. А. О'Коннель-Бронин. ФТТ, *20*, 2078, 1978.
- [3] В. Д. Пирогов, С. О. Чолах, Ф. Ф. Гаврилов, В. В. Шульгин. Физика и химия гидридов. Сб. докл. на Всес. семинаре по гидридам металлов, *155*, Киев, 1972.
- [4] F. Moser, F. Urbach. Phys. Rev., *102*, 1519, 1956.
- [5] H. Sumi, Y. Toyozawa. J. Phys. Soc. Japan, *31*, 342, 1971.
- [6] T. Miyata. J. Phys. Soc. Japan, *31*, 529, 1971.
- [7] P. Hoks. Теория экситонов. М., 1966.
- [8] F. Urbach. Phys. Rev., *92*, 1324, 1953.

Поступило в Редакцию 28 мая 1980 г.

УДК 535.372

КВАЗИЛИНЕЙЧАТЫЕ СПЕКТРЫ ЗАМЕДЛЕННОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ НЕКОТОРЫХ АРОМАТИЧЕСКИХ УГЛЕВОДОРОДОВ В н.-ПАРАФИНОВЫХ РАСТВОРАХ ПРИ 77 К

В. В. Солодунов и Д. М. Гребеницков

Органические молекулы наряду с обычной («быстрой») флуоресценцией обладают замедленной флуоресценцией (ЗФ). ЗФ проявляется для различных состояний вещества. Обзор работ, посвященных спектрам и кинетике ЗФ, приведен в [1]. Представляет определенный интерес применение метода Шпольского [2] к изучению ЗФ ароматических углеводородов. Метод Шпольского успешно применяется для изучения спектров поглощения, обычной флуоресценции и фосфоресценции. В то же время нам известны лишь две работы, в которых использовались замороженные н.-парафиновые растворы для изучения ЗФ, в одной из которых ЗФ не была зарегистрирована (пирен в гептане [3]), в другой получен спектр ЗФ, состоящий из широких полос (дифенил в октане [4]). Нами получены квазилинейчатые спектры ЗФ коронена в гексане, гептане и октане, 1,2-бензпирена и 1,12-бензперилена в гексане. Указанные пары растворителя и активатора выбраны в связи с тем, что спектры обычной флуоресценции для этих пар при 77 К состоят из узких линий [5-7].

Для регистрации ЗФ применялся фосфороскоп, позволявший наблюдать излучение через 3 мс после прекращения возбуждения. Люминесценция возбуждалась с помощью ксеноновой лампы ДКСШ-1000 с фильтром, выделявшим необходимую спектральную область и регистрировалась на спектрометре ДФС-12 со схемой счета фотонов [8]. Спектральная ширина целей спектрометра составляла $3 \div 10 \text{ см}^{-1}$. Концентрации растворов были $3 \cdot 10^{-4} \div 10^{-5}$ моль/л.

Спектры ЗФ всех исследованных растворов оказались линейчатыми, сходными по своей колебательной структуре и положению с соответствующими спектрами обычной флуоресценции. Различие состоит, во-первых, в большей ширине линий в спектрах ЗФ — уширение по сравнению с линиями в спектрах обычной флуоресценции составляет $30 \div 50\%$. Во-вто-