

УДК 535.37: 621.315.592

©1995

ПРОЯВЛЕНИЕ ИЗОТОПИЧЕСКОГО НЕУПОРЯДОЧЕНИЯ В ЭКСИТОННЫХ СПЕКТРАХ КРИСТАЛЛОВ $\text{LiH}_x\text{D}_{1-x}$

В.Г.Плетанов

А/О Элорес, Таллинн
(Поступила в Редакцию 16 сентября 1994 г.)

При $T = 2.0 - 4.2$ К исследованы спектры зеркального отражения и собственной фотolumинесценции кристаллов твердого раствора $\text{LiH}_x\text{D}_{1-x}$. Впервые показано, что во всем интервале концентраций ($0 \leq x \leq 1$) наблюдаемая структура экситонных спектров обусловлена свободными экситонами. С уменьшением $x \lesssim 1$ наблюдается уширение линий отражения и люминесценции по сравнению с их полушириной в бинарных соединениях. Сравнение экспериментальных данных с результатами теоретического расчета концентрационной зависимости величины уширения уровней свободных экситонов позволяет заключить, что основной причиной уширения являются флуктуации электронного потенциала, вызванные изотопическим неупорядочением кристаллической решетки $\text{LiH}_x\text{D}_{1-x}$. Предполагается, что флуктуации электронного потенциала определяются в первую очередь нелинейной концентрационной зависимостью константы флериховского экситон-фононного взаимодействия.

Среди различных видов неупорядочения твердых тел изотопическое, по-видимому, наиболее заметное и в то же время наименее изученное. Существование большого числа стабильных изотопов (в крмнии — три, германии — пять, водороде — два и т. д.), а главное, хорошо разработанная технология из высококачественной сепарации позволяют в настоящее время выращивать сравнительно большое количество изотопически чистых кристаллов. Как хорошо известно, изотопическое замещение приводит к двум эффектам. Первый связан с изменением индивидуальных характеристик кристаллообразующих частиц (изменение массы ядра ΔM , изменение магнитного момента ядра и т. д.). Второй эффект обусловлен коллективными свойствами, т. е. пространственно неоднородным расположением изотопов, что и составляет суть изотопического неупорядочения. Оба эффекта влияют на фонные и электронные возбуждения, что так или иначе проявляется в оптических характеристиках твердого тела.

Эффекты, связанные с изотопическим замещением и изотопической неупорядоченностью, наблюдались на фонных состояниях в Ge $[1-3]$, алмазе $[4]$ и гидриде лития с добавками дейтерия $[5]$. Поскольку в первых двух случаях изменение потенциала рассеяния после введения изотопов невелика, в фонном спектре не наблюдаются состояния

локализованных фононов, что, однако, имеет место в случае системы LiH-D (см., например, [6]). Слабое рассеяние фононов, обусловленное изотопической неупорядоченностью в германии [1-3] в алмазе [4], экспериментально проявляется в виде сдвига и уширения линий в фононном спектре. Оба эффекта находят удовлетворительное описание в рамках модели приближения когерентного потенциала [7]. Основная идея метода когерентного потенциала, как хорошо известно, состоит во введении некоторой вспомогательной среды с регулярным, т.е. пространственно-периодическим, потенциалом. По определению модели, этот потенциал является комплексным, и поэтому комплексную форму имеет и собственная энергия такой среды. Действительная часть собственной энергии описывает частотный сдвиг, а мнимая — уширение линий в спектре фононных состояний изотопически смешанных кристаллов.

Давно и надежно установлено, что край фундаментального поглощения в германии и алмазе формируется в результате не прямых электронных переходов, поэтому исследование изотопического неупорядочения методом экситонной спектроскопии затруднено. В этом смысле кристаллы LiH выгодно отличаются, поскольку край поглощения формируется разрешенным прямым электронным переходом [8], а длинноволновый край оптического спектра обладает развитой структурой с большой силой осциллятора. Многочисленными исследованиями было установлено, что длинноволновый край фундаментального поглощения не только чистого кристалла LiH (и его изотопического аналога LiD), но также смешанных соединений на его основе формируется экситонами большого радиуса с относительно слабым экситон-фононным взаимодействием. Эти выводы были получены на основе тщательного исследования экситонных спектров отражения и люминесценции, а также резонансного комбинационного рассеяния света в этих кристаллах с чистой поверхностью (см., например, [9] и ссылки там).

Настоящая статья посвящена первым результатам экспериментального исследования эффектов изотопического неупорядочения, проявляющихся в экситонных спектрах отражения и люминесценции кристаллов $\text{LiH}_x\text{D}_{1-x}$, сколотых непосредственно в жидком гелии. В частности, показан нелинейный сдвиг длинноволновой полосы отражения и соответственно экситонного ридберга от концентрации изотопов. Представляется разумным, что наблюдаемый сдвиг обусловлен в первую очередь нелинейной зависимостью от концентрации изотопов константы экситон-фононного взаимодействия. Несмотря на относительно большой радиус экситона (~ 10 постоянных решетки [9]), не происходит усреднения всех флуктуаций электронного потенциала. Этот вывод прямо вытекает из наблюдаемого в эксперименте уширения экситонных линий в спектрах отражения и люминесценции исследованных кристаллов. Наблюдение нелинейного характера сдвига и уширения экситонных линий однозначно свидетельствует о проявлении изотопической неупорядоченности электронного потенциала кристаллической решетки смешанных кристаллов $\text{LiH}_x\text{D}_{1-x}$ ($0 \leq x \leq 1$).

1. Методика эксперимента

Экспериментальная аппаратура, включающая в себя низкотемпературную технику (гелиевый криостат домашнего производства), спектральные приборы (как правило, двойные призмные или решеточные монохроматоры), а также источники ультрафиолетового излучения и фотоэлектрическую систему регистрации с накоплением, на разных этапах работы и по мере усовершенствования, уже неоднократно описывалась (см., например, [9–11]). С учетом высокой гигроскопичности исследуемых образцов [12] применялся скол кристалла непосредственно в жидком либо сверхтекучем гелии ванны оптического криостата. Эта методика позволяет получать образцы с чистой поверхностью, решающее значение которой для структуры и формы экситонных спектров этих кристаллов подробно описывалось в [9,10]. Представленные в работе спектры зеркального отражения получены при угле падения в 45° и в неполяризованном свете. Здесь уместно добавить, что, как правило, спектры отражения и люминесценции измерялись на одной и той же установке и в одном и том же эксперименте и, таким образом, от одной и той же поверхности. Такие дополняющие друг друга эксперименты существенно облегчали исследование концентрационной зависимости сдвига и уширения экситонных линий. Объекты исследования выкалывались из совершенных объемных монокристаллов $\text{LiH}_x\text{D}_{1-x}$, выращенных, как и чистые кристаллы LiH [12], из расплава модифицированным методом Бриджмена–Стокбаргера [13]. Рентгенографические исследования показывают [14], что смешанные кристаллы $\text{LiH}_x\text{D}_{1-x}$ образуют непрерывный ряд твердого раствора и ведут себя подобно виртуальному кристаллу с изменяющейся постоянной решетки, подчиняющейся закону Вегарда (см. также [15]).

2. Результаты и обсуждение

1) *Спектры отражения.* Спектры зеркального отражения трех кристаллов с различным значением x показаны на рис. 1. Все спектры получены на одной и той же установке и в одинаковых условиях. С ростом концентрации дейтерия отчетливо наблюдаются сдвиг и уширение длинноволнового максимума. Как ясно видно, все приведенные спектры обладают одинаковой длинноволновой структурой, что позволяет связать ее природу с возбуждением основного и первого возбужденного состояния экситона большого радиуса. В рамках этой модели энергия связи экситонов в LiH и LiD составляет соответственно 42 и 52 ± 2 meV [9]. Легко видеть, что в рамках модели виртуального кристалла энергия связи экситона в кристаллах LiT должна составлять 57 meV (подробнее это будет рассмотрено в отдельной публикации). Однако отметим, что концентрационная зависимость энергии связи экситона в кристаллах $\text{LiH}_x\text{D}_{1-x}$ носит нелинейный характер (см. также [9]).

С использованием данных рис. 1 и данных, полученных на других кристаллах с другим содержанием x , на рис. 2 представлена концентрационная зависимость энергии межзонных переходов E_g . Каждое значение E_g определялось путем сложения энергии максимума длинноволновой полосы и энергии связи экситона. Последняя находилась по

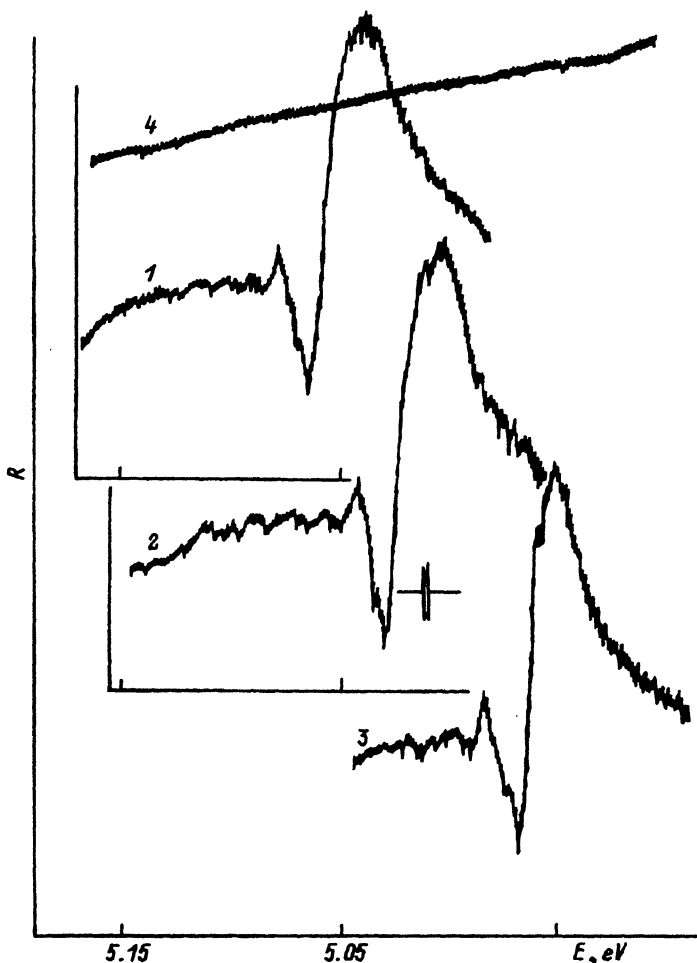


Рис. 1. Спектры зеркального отражения кристаллов LiD (1), LiHo_{0.4}D_{0.6} (2) и LiH (3) при 4.2 К, сколотые в жидком гелии; распределение интенсивности света от лампы через установку без кристалла (4).

Указано разрешение спектрального прибора.

водородоподобной формуле с использованием значения энергии уровней $1s$ - и $2s$ -состояний, найденных в эксперименте. Отсюда можно видеть, что 100% замещений водорода дейтерием приводит к изменению величины E_g на $\Delta E_g = 103$ meV. Эта величина составляет 2% от энергии электронного перехода, что на два порядка больше аналогичного эффекта при изотопическом замещении атомарного водорода дейтерием. Изменение ΔE_g обусловлено суммой двух эффектов: поляронного и эффекта от нулевых колебаний; при этом первый является температурно-зависимым. Поскольку температурные зависимости энергии максимума линии $1s$ -состояния LiH и LiD различны [11], то найденная величина ΔE_g является также функцией температуры. Действительно, если при $T = 2$ К $\Delta E_g = 103$ meV, то при 300 К ее зна-

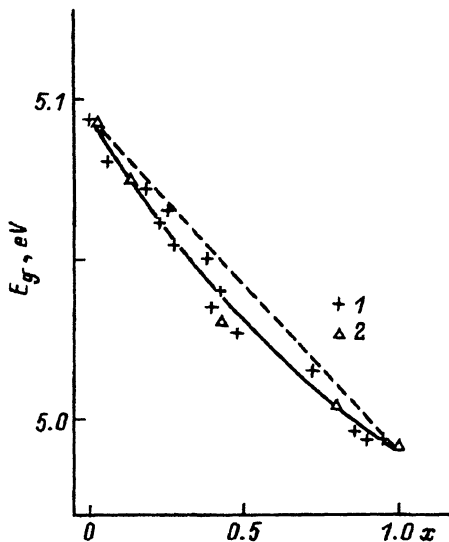


Рис. 2. Зависимость энергии межзонных переходов от концентрации водорода в смешанных кристаллах $\text{LiH}_x\text{D}_{1-x}$ при 2 К.

Штриховая линия — линейная зависимость E_g от x в модели виртуального кристалла. Сплошная линия — результат расчета по формуле (1). 1 — данные, полученные из спектров отражения; 2 — данные, полученные из спектров люминесценции.

чение составляет 73 meV [16]. Попутно заметим, что замещение Li^7 на Li^6 приводит к уменьшению величины E_g на 5 meV при 78 К [17]. Найденное значение $\Delta E_g = 73$ meV неплохо согласуется с $\Delta E_g = 65$ meV, найденным в [18] по спектрам поглощения тонких пленок LiH и LiD при комнатной температуре.

Нелинейный характер концентрационной зависимости E_g удается достаточно удовлетворительно описать с помощью полинома второй степени

$$E_g(x) = E_B + (E_A - E_B - b)x + bx^2, \quad (1)$$

где E_A , E_B — значения E_g для LiD и LiH соответственно, а b — параметр кривизны, равный 0.046 eV. Одномодовый характер экситонных спектров отражения смешанных кристаллов $\text{LiH}_x\text{D}_{1-x}$ хорошо согласуется с результатами модели виртуального кристалла (см., например, [7] и ссылки там), являясь одновременно ее предельным выражением, поскольку разность потенциалов ионизации δ равна нулю для этого соединения. В то же время необходимо отметить внутреннее противоречие этого вывода. Согласно модели виртуального кристалла, при $\delta = 0$ должно выполняться равенство $\Delta E_g = 0$, что явно противоречит нашим экспериментальным данным (см. также [19]).

Напомним, что изменение E_g при изотопическом замещении наблюдалось уже в целом ряде полупроводниковых соединений: Cu_2O [20], ZnO [21], Ge [1,3], алмазе [22]. Самое большое изменение ($\Delta E_g \cong 13$ meV) наблюдалось в алмазе [22], в других соединениях величина ΔE_g невелика, однако достаточно уверенно и надежно измеряема. Более того, как показано в работе [3], концентрационная зависимость E_g в германии носит также нелинейный характер, что, как и в нашем случае, обусловлено изотопической неупорядоченностью кристаллической решетки.

Как видно из рис. 1, добавление дейтерия приводит не только к коротковолновому сдвигу всей экситонной структуры (с различными скоростями 1s- и 2s-состояний [9]), но и к заметному уширению длин-

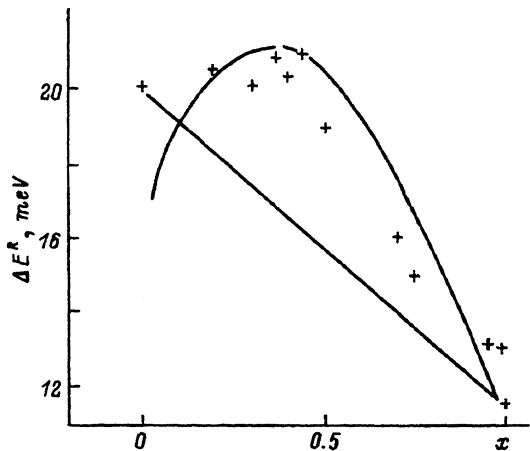


Рис. 3. Концентрационная зависимость полуширины линии основного состояния экситона в спектре отражения при 2 К. Сплошная линия — расчет по формуле (2), точки — эксперимент.

новолновой экситонной полосы отражения. Величина уширения этой полосы составляет от 1.5 до 2 раз при переходе от чистого LiH к чистому LiD. В качестве меры уширения линии бралась ее полуширина, которая определялась стандартным способом (см., например, [23,24]) как расстояние между максимумом и минимумом в дисперсионном провале спектра отражения, взятое на полувывоте. Концентрационная зависимость полуширины (ΔE^R) длинноволновой полосы в экситонном спектре отражения при 2 К приведены на рис. 3. Несмотря на большой разброс и очень ограниченное число используемых концентраций, нельзя не заметить ясно прослеживаемую тенденцию нелинейного роста величины ΔE^R с уменьшением x . Аналогичная концентрационная зависимость ΔE^R в низкотемпературных спектрах отражения твердых растворов полупроводниковых соединений A_2B_6 и A_3B_5 наблюдалась многократно (см., например, обзор [25] и ссылки там).

Наблюдаемое уширение экситонных линий вызвано взаимодействием экситонов с потенциалом крупномасштабных флуктуаций состава твердого раствора. В работах Эфроса с соавторами (см., например, [26]) с помощью метода оптимальных флуктуаций была выведена формула концентрационной зависимости для уширения экситонных линий отражения, которая имеет вид

$$\Delta E^R = 0.5\alpha \left[\frac{x(1-x)}{Nr_{\text{ex}}^3} \right]^{1/2} \quad (2)$$

Здесь $\alpha = dE_g/dx$, N — концентрация узлов решетки, в которых могут располагаться атомы замещения, r_{ex} — радиус экситона, значение которого варьируется от 47 до 42 Å при переходе от LiH к LiD [16]. Значение коэффициента α было найдено путем дифференцирования выражения (1), т. е. $dE_g/dx = \alpha = E_A - E_B - b + 2bx$. Результаты расчета по формуле (2) представлены на рис. 3 сплошной линией. Экспериментальные результаты располагаются гораздо ближе к этой кривой, чем к прямой, полученной в модели виртуального кристалла. В то же время видно, что сравнение результатов эксперимента с теорией позволяет говорить лишь о качественном согласии при $x \lesssim 0.5$. Тем

не менее даже этот качественный анализ ясно свидетельствует о нелинейной зависимости величины уширения от концентрации изотопов, а следовательно, от изотопической неупорядоченности. Поскольку при изотопическом замещении изменяется только энергия оптического фотона и как следствие этого константа экситон-фононного (в первую очередь фрелиховского [19]) взаимодействия g_F^2 , то главной причиной нелинейной зависимости $\Delta E_g \sim f(x)$, $\Delta E^R \sim f(x)$ является нелинейная зависимость константы $g_F^2 \sim f(x)$. Таким образом, приходим к естественному выводу о том, что экспериментальное исследование концентрационной зависимости константы экситон-фононного взаимодействия, по-видимому, позволит выяснить природу и механизм образования крупномасштабных флуктуаций электронного потенциала.

2) *Спектры люминесценции свободных экситонов в твердом растворе $\text{LiH}_x\text{D}_{1-x}$.* При возбуждении фотонами света с энергией, равной межзонным переходам смешанных кристаллов $\text{LiH}_x\text{D}_{1-x}$, при низкой температуре наблюдается, как и в чистых кристаллах LiH и LiD [9,10], линейчатая люминесценция (рис. 4). Спектр люминесценции кристаллов, сколотых в жидком гелии, состоит из относительно узкой линии и более широких ее LO-повторений. Из рис. 4 видна идентичность спек-

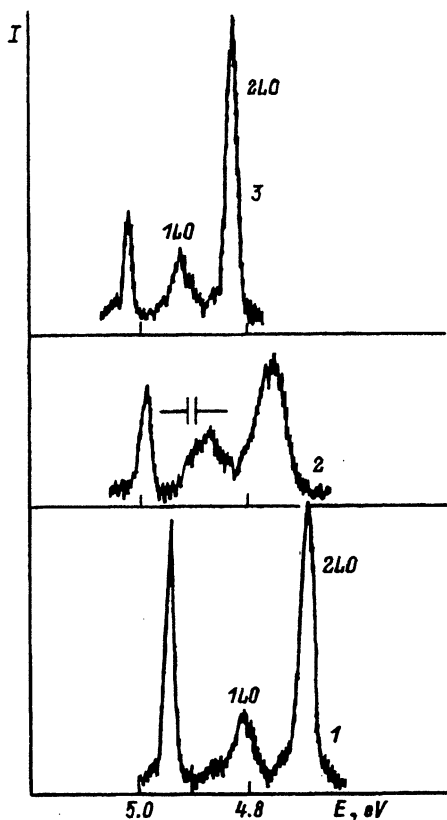


Рис. 4. Спектры фотолюминесценции свободных экситонов кристаллов LiH (1), $\text{LiH}_{0.45}\text{D}_{0.55}$ (2) и LiD (3) при 4.2 К, сколотых в жидком гелии. Указано разрешение спектрального прибора.

тров люминесценции. Отличие состоит только в различном интервале между наблюдаемыми линиями, а также в различном значении энергии начала спектра люминесценции. Первое определяется плавным и нелинейным изменением энергии LO-фона при переходе от LiH к LiD (подробнее см. [5]). Второе вызвано фоновой перенормировкой (преимущественно взаимодействием с LO-фонами [19]) энергии межзонных переходов E_g (рис. 2). Трудно не заметить уширение линий излучения свободных экситонов в смешанных кристаллах при сравнении их с чистыми. Особенно это заметно на линиях LO-повторений. Для отдельных экземпляров исследуемых образцов уширение линий 1LO- и 2LO-повторений достигает трех-четырех значений полуширины линий в бинарных соединениях. Количественное исследование [27] формы линий LO-повторений показывает, что их удается описать удовлетворительно максвелловским распределением экситонов по кинетической энергии [28]. При этом необходимо было предположить [27], что температура экситонов превосходит приблизительно в 100 раз температуру кристаллической решетки. Это очень много, поскольку для чистых кристаллов это превосходство температуры экситонов (например, в LiH) составляло 3–5 раз [9]. Наблюдаемое большое уширение линий излучения в кристаллах $\text{LiH}_x\text{D}_{1-x}$ вряд ли можно объяснить только ангармонизмом третьего порядка, учитывая близость ширины оптических ветвей фононов в LiH и LiD [5,29]. Отсюда следует разумное предположение о том, что часть наблюдаемого уширения линий излучения несомненно вызвана изотопической неупорядоченностью в анионной подрешетке.

Дополнительным аргументом в пользу высказанного предположения могут служить результаты экспериментов по зависимости полуширины линии 2LO-повторения от концентрации x (рис. 5). Прямая 1 на этом рисунке представляет зависимость полуширины линии 2LO-повторения и приближения виртуального кристалла, т.е. $\sigma = x\sigma_1 + (1-x)\sigma_2$, где σ_1 и σ_2 — полуширины линий 2LO-повторения чистых кристаллов LiH и LiD. Отчетливо видно, что приближения виртуального кристалла для адекватного описания результатов эксперимента явно недостаточно. Гораздо ближе к результатам эксперимента находится кривая 2 — результат расчета в модели работы [30]. В рамках модели этой работы концентрационная зависимость σ_{2LO} находится по теории возмущения в приближении виртуального кристалла. При этом возмущением служат флуктуации кристаллического потен-

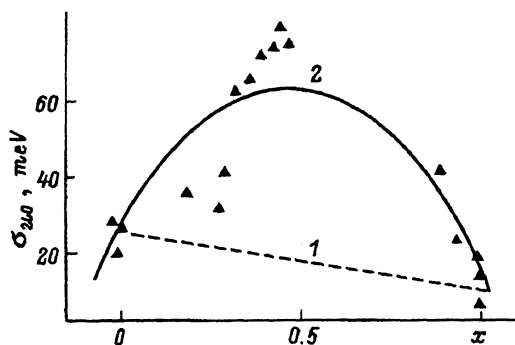


Рис. 5. Концентрационная зависимость полуширины линии люминесценции 2LO-повторения кристаллов $\text{LiH}_x\text{D}_{1-x}$.

1 — приближение виртуального кристалла, 2 — расчет по формуле (3), точки — эксперимент.

циала твердого раствора, которые в работе [30] учитывались по методу Лифшица [31]. Итак, в согласии с результатами работы [30] имеем

$$\sigma_{2LO} = 2 \left[x(1-x)r_c^3 \cdot \frac{1.4}{r_{ex}^3} \right]^{1/2} \Delta_1, \quad (3)$$

где

$$r_{ex} = xr_1 + (1-x)r_2, \quad (4)$$

а $\Delta_1 = dE_g/dx$. Здесь r_c — размер кластера (флуктуации). В расчетах r_c бралось равным постоянной решетки смешанного кристалла LiH_xD_{1-x} [14]. r_{ex} — радиус экситона в смешанном кристалле. Значение r_{ex} , найденное по формуле (4), находится в достаточном согласии со значением r_{ex} , вычисленным по спектрам отражения смешанных кристаллов. Легко видеть, что формула (3) отличается от формулы (2) только численным коэффициентом. Возвращаясь к рис. 5, отметим, что согласие теории и расчета неплохое. Несмотря на неплохое качественное совпадение, следует отметить, что количественного согласия результатов эксперимента с расчетами в рамках модели работы [30] достичь не удастся. Здесь уместно добавить, что при изотопическом замещении в алмазе [22], ZnO [21] и Ge [1,3] наблюдался также сдвиг спектра люминесценции свободных экситонов. Более того, изотопическое замещение в Ge приводит не только к сдвигу спектра люминесценции [1,3,32,33], но и к нелинейной концентрационной зависимости полуширины линии излучения [3], что, как и в нашем случае, связывалось с изотопической неупорядоченностью кристаллической решетки.

Таким образом, представленные результаты однозначно демонстрируют проявление изотопической неупорядоченности в экситонных спектрах отражения и люминесценции кристаллов LiH_xD_{1-x} с чистой поверхностью.

Искренне благодарю Ф.Ф.Гаврилова за возможность проведения исследования на кристаллах LiH_xD_{1-x} .

Список литературы

- [1] Агекян В.Ф., Аснин В.М., Крюков А.М., Марков И.И. ФТТ **31**, 12, 101 (1989).
- [2] Etchegoin P., Fuchs H.D., Weber J., Cardona M., Itoh K., Haller E.E. Phys. Rev. **B48**, 17, Pt I, 12661 (1993).
- [3] Davies G., Hartung J., Ozhogin V., Itoh K., Hansen W.L., Haller E.E. Semicond. Sci. Technol. **8**, 1, 127 (1993).
- [4] Hass K.C., Tamor M.A., Anthony T.R., Banholzer W.F. Phys. Rev. **B45**, Pt I, 13, 7171 (1992); Spitzer J., Etchegoin P., Cardona M., Anthony T.R., Banholzer W.F. Solid State Commun. **88**, 7, 509 (1993).
- [5] Плеханов В.Г. Опт. и спектр. **76**, 1, 65 (1994).
- [6] Plekhanov V.G., Veltri V.A. Solid State Commun. **83**, 7, 531 (1992).
- [7] Elliott R.J., Krumhansl J.A., Leath P.L. Rev. Mod. Phys. **46**, 3, 465 (1974).
- [8] Плеханов В.Г., Бегенекова Т.А., Пустоваров В.А. ФТТ **18**, 8, 2438 (1976).
- [9] Plekhanov V.G. Proc. 20th Int. Conf. Phys. Semicond. Thessaloniki. Greece (1990), P. 1955-1958.
- [10] Plekhanov V.G., Emelyanenko A.V., Grinfelds A.U. Phys. Lett. **A101**, 5-6, 291 (1984).
- [11] Плеханов В.Г. ФТТ **35**, 11, 3035 (1993).
- [12] Pilipenko G.I., Sabirzyanov A.A., Gavrilo F.F. J. Phys. Cond. Matter. **4**, 15, 4055 (1992).

- [13] Бетенекова Т.А. Автореферат канд. дисс. Свердловск (1977).
- [14] Zimmerman W.B. Phys. Rev. **B5**, 12, 4704 (1972).
- [15] Коган В.С. УФН **78**, 4, 579 (1962).
- [16] Плеханов В.Г., Емельяненко А.В. Тр. Хабаровского педагог. ин-та. (1989), С. 54-80.
- [17] Ключихин А.А., Плеханов В.Г. ФТТ **22**, 2, 585 (1980).
- [18] Karustinsky A.F., Shamovsky L.M., Bayushkina K.S. Acta Physicochim. **7**, 6, 799 (1937).
- [19] Plekhanov V.G. Solid State Commun. **76**, 1, 51 (1990).
- [20] Крейнгольд Ф.И., Лидер К.Ф., Соловьев Л.Е. Письма в ЖЭТФ **23**, 12, 679 (1976); Крейнгольд Ф.И., Лидер К.Ф., Сапега В.Ф. ФТТ **19**, 10, 3158 (1977); Крейнгольд Ф.И. ФТТ **27**, 9, 2839 (1985).
- [21] Крейнгольд Ф.И. ФТТ **20**, 10, 3138 (1978); Крейнгольд Ф.И., Кулинкин Б.С. ФТТ **28**, 10, 3164 (1986).
- [22] Collins A.T., Lawson S.C., Davies G., Kanda H. Phys. Rev. Lett. **65**, 7, 391 (1990).
- [23] Ablyasov N.N., Areshkin A.G., Melekhin V.G., Suslina L.G., Fedorov D.L. Phys. Stat. Sol. (b) **135**, 1, 217 (1986).
- [24] Федоров Д.Л., Пермогоров С.А., Насибов А.С. ФТТ **35**, 8, 2142 (1993).
- [25] Optical Properties of Mixed Crystals / Ed. R.J.Elliott and I.P.Ipatova. North-Holland, Amsterdam, Oxford, N.Y., Tokyo (1988).
- [26] Аблязов Н.Н., Райх Н.Э., Эфрос А.Л. ФТТ **25**, 2, 353 (1983).
- [27] Плеханов В.Г., Емельяненко А.В. ФТТ **34**, 6, 1705 (1992).
- [28] Гросс Е.Ф. Избранные труды. Л. (1976).
- [29] Verble J.L., Warren J.L., Yarnell J.L. Phys. Rev. **168**, 3, 980 (1968).
- [30] Singh J., Bajaj K.K. Appl.Phys. Lett. **44**, 11, 1075 (1984).
- [31] Лифшиц И.М. Избранные труды. М. (1988).
- [32] Etchegoin P., Weber J., Cardona M., Hansen W.L., Itoh K., Haller E.E. Solid State Commun. **83**, 11, 843 (1992); Cardona M., Grein G.H., Fuchs H.D., Zoller S. J. Non-Cryst. Sol. **141**, 1-3, 257 (1992).
- [33] Davies G., Lightowers E.C., Itoh K., Hansen W.L., Haller E.E., Ozhogin V. Semicond. Sci. Technol. **7**, 5, 1271 (1992).