

ВРЕМЯ ЗАТУХАНИЯ ЭКСИТОН-ФОНОННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В КРИСТАЛЛАХ LiH

В. А. Пустоваров, Т. А. Бетенекова, Э. И. Зинин, А. Л. Роголев

Кристаллы гидрида лития, обладающие простейшей электронной структурой, имеют хорошо выраженные экситонные состояния на краю фундаментального поглощения. В ряде работ [1] установлено, что релаксация экситонов в LiH происходит, как и в полупроводниках типа A_2B_6 [2], за счет взаимодействия с продольными оптическими LO фононами. В спектрах экситон-фононной люминесценции (ЭФЛ) при низких температурах наблюдается свечение свободных экситонов и его LO повторений. Легирование кристаллов некоторыми примесями, создание радиационных дефектов приводят к появлению связанных экситонов большого радиуса, имеющих похожие со свободными экситонами спектры ЭФЛ [1]. В этом отношении наиболее перспективны смешанные кристаллы LiH—LiF. Введение в LiH фтора приводит к существенному росту ЭФЛ, увеличивает химическую стойкость гигроскопичных кристаллов LiH. Свечение связанных экситонов в LiH—LiF является перспективным для разработки перестраиваемых лазеров в УФ-области спектра [1].

Однако время жизни экситонов в LiH до последнего времени не определено. Во многом это связано с техническими трудностями. Имеющиеся в настоящее время лазеры с пикосекундной длительностью импульса не охватывают нужный диапазон энергий возбуждения (требуются энергии фононов с $E > 5.0$ эВ). Использование же электронных пучков пикосекундных ускорителей с энергией электронов 200—400 кэВ не обеспечивает чистоту эксперимента, так как такое возбуждение приводит к образованию радиационных дефектов (РД) [1]. Это может вызвать ионизацию экситонов на РД, уменьшение их времени жизни, снижение выхода ЭФЛ [2]. Кроме того, существующая электронная аппаратура при работе с электронными пучками не обеспечивает либо необходимого временного разрешения [3], либо необходимой спектральной чувствительности [4].

Наиболее подходящим в этом отношении является использование временной структуры синхротронного излучения (СИ) в совокупности с быстрой системой электронной регистрации [5].

В настоящей работе измерены спектры и времена жизни свободных и связанных экситонов в чистых кристаллах LiH и смешанных кристаллах LiH—LiF.

Работа выполнена на станции оптической спектроскопии с временным разрешением на канале СИ накопителя ВЭПП-3 в ИЯФ СО АН СССР [6]. Для регистрации быстротекущих процессов использовался стробоскопический метод электронно-оптической хронографии с пикосекундным разрешением на основе диссектора типа ЛИИ-602. Параметры возбуждающего импульса: гауссова форма ($\sigma = 0.43$ нс), энергия возбуждающих фотонов $E_{0,1} = 3-62$ кэВ, число фотонов $N = 6 \cdot (10^{14} - 10^{16})$ фот. \cdot с $^{-1} \cdot$ см $^{-2}$. Частота следования импульсов 4 МГц. Использовались кристаллы LiH и LiH—LiF ($C_F = 0.1-1.5$ вес. %), выращенные методом Бриджмена—Стокбаргера. Результаты аттестации кристаллов приведены в [1]. Перед измерениями кристалл скалывался. Необходимо отметить, что в наших экспериментах мы стремились работать с минимальной плотностью СИ, обеспечивающей, с одной стороны, достаточную интенсивность ЭФЛ, а с другой — создание минимальной концентрации РД.

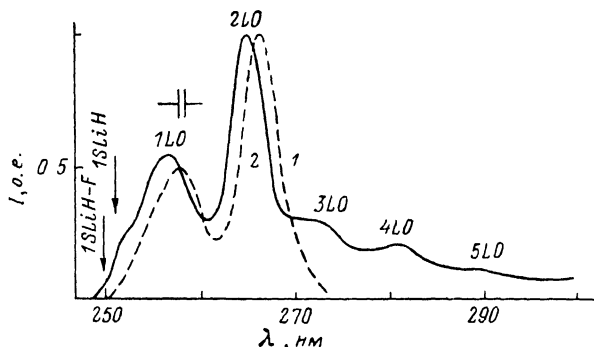
На рисунке представлены многофононные спектры экситонной люминесценции LiH и LiH—LiF при возбуждении СИ. Стрелкой указано положение 1S-экситона по спектрам отражения. Бесфононная линия излучения экситона не проявляется вследствие реабсорбции вторичного излу-

чения. На расстоянии, кратном энергии продольного оптического фонона ($\hbar\omega_{LO}=134$ мэВ [1]), наблюдается эквидистантная структура, обусловленная излучением экситонов, взаимодействующих с LO фононами. Для спектра ЭФЛ $LiH-LiF$ наблюдается сдвиг всего спектра в коротковолновую сторону с сохранением энергии LO фонона. Даже при 78 К видно пять фононных повторений, что ранее [1] наблюдать не удавалось. Это указывает на хорошее качество кристалла, минимальную концентрацию росто-вых дефектов и образующихся в процессе облучения РД.

Кинетика затухания была измерена для излучения $1LO$ и $2LO$ повторений. Параметры кинетики определялись исходя из того, что экспериментальные кривые затухания $\psi(t)$ представляют собой свертку функции высвечивания образца $f(t)$ и известной гауссовой функции возбуждения $\varphi(t)$

$$\psi(t) = \int_0^t \varphi(t') f(t-t') dt'.$$

Поиск $f(t)$ велся в предположении, что она является экспонентой; параметры ее подбирались из лучшего соответствия экспериментальной и



Спектры экситон-фононной люминесценции кристаллов LiH (1) и $LiH-LiF$ (2) ($C_F \approx 1.5$ вес.%) при возбуждении синхротронным излучением при 78 К.

расчетной сверткой. Кинетика затухания практически повторяет возбуждающий импульс СИ. Анализ по этой методике позволяет дать лишь оценку времени затухания $\tau \leq 100$ пс для $1LO$ и $2LO$ повторений как в LiH , так и в $LiH-LiF$.

Малое время жизни экситонов гидрида лития может определяться несколькими причинами. Поскольку экситоны в LiH обладают достаточной кинетической энергией [1], то, как и для полупроводниковых кристаллов A_2B_6 (см., например, [7, 8]), время жизни экситонов в зоне будет обусловлено процессами их безызлучательного захвата собственными или примесными дефектами кристалла. На взаимодействие экситонов с ними может указывать вид спектра ЭФЛ, содержащий запрещенную по закону сохранения волнового вектора достаточно интенсивную $1LO$ полосу люминесценции (см. рисунок). Другим фактором, определяющим время жизни экситонов в LiH , имеющих энергию связи $R=45$ мэВ [1], могла бы являться термическая диссоциация экситонов. Однако в кристаллах $LiH-LiF$, в которых процессы термической диссоциации маловероятны ($R=62$ мэВ), увеличения времени жизни экситонов в эксперименте не наблюдается. Поэтому термическая диссоциация экситонов не определяет кинетику ЭФЛ.

Авторы признательны С. О. Чолаху за полезные дискуссии.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

[1] Луцкий Ч. Б., Гаврилов Ф. Ф., Завт Г. С., Плеханов В. Г., Чолах С. О. Электронные возбуждения и дефекты в кристаллах гидрида лития. М., 1985.

- [2] Гросс Е. Ф. Исследования по оптике и спектроскопии кристаллов и жидкостей. М., 1976.
- [3] Вайсбурд Д. И., Семин Б. Н., Таванов Э. Г., Матлис С. Ф., Балычев И. Н., Геринг Г. И. Высокоэнергетическая электроника твердого тела. Новосибирск, 1982.
- [4] Алукер Э. Д., Дейч Р. Г., Думбадзе Т. С. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. № 23. С. 2132—2136.
- [5] Синхротронное излучение. Свойства и применения: Пер. с англ. / Под ред. К. Кунца. М., 1981.
- [6] Зинин Э. И., Пустоваров В. А., Роголев А. Л. // Тез. докл. VIII Всес. конф. ВУФ-89. Иркутск, 1989. С. 282—283.
- [7] Пермогоров С. А., Травников В. В. // ФТТ. 1980. Т. 22. № 9. С. 2651—2658.
- [8] Пермогоров С. А. // Экситоны / Под ред. Э. И. Рашба, М. Д. Стерджа. М., 1985.

Уральский политехнический институт
им. С. М. Кирова
Свердловск

Поступило в Редакцию
14 мая 1990 г.
В окончательной редакции
24 октября 1990 г.

© Физика твердого тела, том 33, № 3, 1991
Solid State Physics, vol. 33, N 3, 1991

АКУСТИЧЕСКОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ В СТРУКТУРЕ МДП

Э. П. Гаршка, К. Ю. Сакалаускас

В 1976 г. Мисава, Моритани и Накаи [1] наблюдали возникновение сдвиговых колебаний в пластине Si, а также в МДП структурах на основе Al—Si и Al—SiO₂ при приложении к ним переменного электрического поля. Явление исследовалось оптическим методом; делалось предположение, что причиной возникновения колебаний может быть электрострикционный или пьезоэлектрический эффект. В работе [2] дана теория электромеханических колебаний для эксперимента Мисавы и др.: теоретический подход учитывает распределение электрического заряда во всей системе МДП и предполагает, что наличие колебаний в пленках обусловлено только кулоновскими и упругими силами.

В данной работе исследована структура Si—SiO₂, которая подвергалась деформации акустической волной, проходящей перпендикулярно плоскости пленок Si—SiO₂, и решалась как бы противоположная работам [1, 2] задача, причем акустическая волна пропусклась как со стороны пленки SiO₂, так и в обратном направлении, т. е. со стороны пластинки Si. Экспериментальная установка включала в себя традиционные узлы установки акустических исследований. Радиоимпульс длительностью 5 мкс и частотой заполнения 5 МГц подавался на преобразователь LiNbO₃, импульс акустических колебаний по буферному волноводу поступал на образец Si—SiO₂. На образец через металлические контакты поступало постоянное напряжение смещения. С образца через конденсатор снимался генерируемый в слое электрический переменный сигнал, который после усиления селективным усилителем поступал на осциллограф.

Экспериментально наблюдалось возникновение переменного электрического напряжения на контакте Si—SiO₂ при прохождении через контакт акустической волны. Мы измерили зависимость амплитуды переменного электрического напряжения от величины внешнего постоянного смещения на контакте и определили связь амплитуды колебаний с высотой потенциального барьера на поверхности раздела образца. Эксперимент проводился на образцах Si толщиной ~300 мкм, толщина слоя SiO₂ ~1.3 мкм. Амплитуда возбуждающего волну радиоимпульса не превышала 60 В. Для контроля прохождения акустического сигнала предусмотрена возможность подключения на выходе системы второго преобразователя LiNbO₃, настроенного на частоту колебаний. Величина отклика на струк-