

УДК 539.184 : 548.0.62-416 : 661.482

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭКСИТОННОГО СПЕКТРА В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ PbJ_2 МЕТОДОМ ФАРАДЕЕВСКОГО ВРАЩЕНИЯ

В. В. Мусил, А. И. Рыбалка, В. К. Милославский
и Нгуен Ван Тьен

Исследован эффект Фарадея в тонких текстурированных пленках PbJ_2 , осажденных в вакууме на подложки из стекла и NaCl . В спектре фарадеевского вращения пленок, осажденных на NaCl , наблюдаются три минимума: сильный пик A , соответствующий основному экситонному состоянию ($n=1$), и более слабые коротковолновые пики B и B' . Обнаружено ослабление и размытие пика A с уменьшением толщины пленок; в то же время амплитуда пиков B и B' не меняется при изменении толщины от 600 до 100 Å. Предполагается принадлежность пиков B и B' поверхностным экситонам, возбуждаемым в молекулярных слоях $\text{J}-\text{Pb}-\text{J}$, граничащих с вакуумом и подложкой соответственно. Показана возможность наблюдения поверхностных экситонов в кристаллах слоистого типа.

Изучение экситонного спектра в тонких пленках диэлектриков и полупроводников представляет интерес по нескольким причинам. При уменьшении размеров образцов в одном направлении возникает размерное квантование энергетического спектра электронов, приводящее к сдвигу и перестройке экситонного спектра. Уменьшение размеров по-разному влияет на экситонные линии, принадлежащие различным квантовым состояниям, если же линии принадлежат состояниям с различным значением главного квантового числа n , их ослабление и сдвиг при изменении толщины существенно различаются [1, 2]. Малые размеры влияют также на полуширину экситонных полос за счет рассеяния на поверхности и границах зерен. Так как в тонких пленках велика роль поверхности, они являются хорошим объектом для выявления различных поверхностных эффектов, связанных с образованием поверхностных экситонов, «мертвых» слоев на границах [3-5] и др.

В настоящей работе исследуется экситонный спектр в тонких пленках PbJ_2 . Двухиодистый свинец формируется в кристаллы гексагональной слоистой структуры и имеет сложный экситонный спектр из-за сильной анизотропии. Тонкая структура экситонного спектра PbJ_2 явилась предметом длительного изучения, и по этому вопросу опубликовано свыше 20 работ. Однако до настоящего времени нет ясного понимания природы тонкой структуры из-за сложности спектра, невозможности объяснения спектра с помощью модели экситона большого радиуса, а также изменчивости тонкой структуры в зависимости от условий приготовления образцов [6, 7].

Метод приготовления тонких пленок PbJ_2 и их структура

Тонкие пленки были приготовлены путем вакуумного осаждения при давлении $10^{-4} \div 10^{-5}$ мм рт. ст. на подогретые до 150°C подложки из стекла и NaCl при скорости осаждения $10 \div 20$ Å/с. Исходным материалом служил химически чистый порошок PbJ_2 , сублимация которого ве-

лась из молибденового испарителя. Применялось два метода осаждения пленок: а) через вращающийся экран со специальным вырезом и б) метод навесок. Вращающийся экран обеспечивал одновременное приготовление пленок различных толщин t при прочих равных условиях осаждения. Обнаружено, что оба метода дают сходные по структуре образцы. Температура подложек $T_n = 150^\circ \text{C}$ близка к оптимальной, так как при больших T_n возникает реиспарение пленок, при меньших T_n образуются пленки, менее совершенные по структуре и оптическим спектрам.

Для получения электронограмм и снимков под электронным микроскопом пленки PbJ_2 осаждались на подложки NaCl , предварительно покрытые угольной пленкой. Электронограммы указывают на образование поликристаллических текстурированных пленок с осью текстуры, параллельной оси c и нормальной к подложке, что означает ориентацию молекулярных слоев $\text{J}-\text{Pb}-\text{J}$ параллельно подложке. Электронограммы, снятые при косом падении электронного пучка на пленку, свидетельствуют об образовании политапа $2H$. Пленки PbJ_2 изучались также под электронным микроскопом УЭМВ-100К. Наиболее тонкие пленки (рис. 1, а) почти сплошные с фактором заполнения около 65% при $t=35 \text{ \AA}$ и 90% при $60 \text{ \AA}$. Высокие значения фактора заполнения при сравнительно малых t говорят о преимущественном разрастании кристаллитов вдоль подложки, чему способствует их ориентация. Уже при толщинах, больших $100 \text{ \AA}$, пленка становится сплошной (рис. 1, б), на фоне которой видны отдельные кристаллиты неправильной формы, свидетельствующие о собирательной кристаллизации. При $t \sim 350 \div 450 \text{ \AA}$ пленки рекристаллизуются (рис. 1, в); отдельные зерна в пленке имеют плоскую форму и правильную огранку, размеры зерен около $3000 \text{ \AA}$. Наблюдаемый механизм роста пленок PbJ_2 сходен с механизмом роста пленок PbTe на NaCl на начальных стадиях конденсации [8] и характерен для ступенчатой кристаллизации.

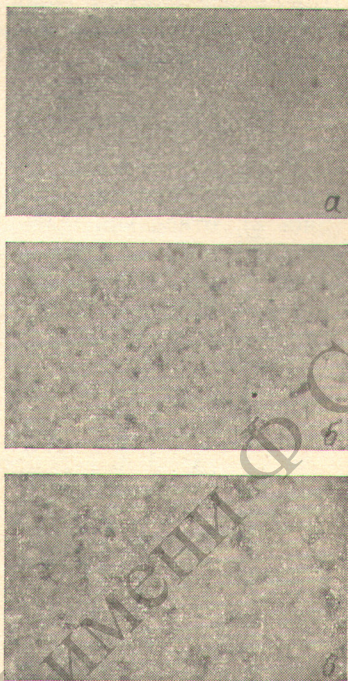


Рис. 1. Электронномикроскопические снимки пленок PbJ_2 разной толщины, $T_n = 150^\circ \text{C}$.
а — $t=35$, б — 90 , в — $300 \text{ \AA}$.
Увеличение $8000\times$.

Метод измерения экситонного спектра PbJ_2

Экситонный спектр исследовался методом фарадеевского вращения (ФВ). ФВ обладает преимуществом бесконтактного метода модуляционной спектроскопии, так как при $\Delta E \ll \Gamma$ (ΔE — энергия зеемановского расщепления линии поглощения, Γ — ее полуширина) угол поворота плоскости поляризации в магнитном поле Θ пропорционален производной от показателя преломления по частоте излучения [9]. Измерение ФВ проводилось в спектральном интервале от 2.48 до 2.54 эВ , охватывающем область экситонного поглощения. Для низкотемпературных измерений образец укреплялся на медном пальце оптического криостата, помещаемого между полюсами магнита. Дополнительное вращение окон криостата и подложки компенсировалось с помощью фарадеевской ячейки, помещенной на пути светового луча. Ошибка в определении малых углов поворота не превышала ± 0.1 мин.

Толщинная зависимость ФВ исследовалась в интервале $20 \div 600 \text{ \AA}$. Для определения t использовалась градуировочная кривая зависимости

оптической плотности пленок PbJ_2 при $\lambda=4000 \text{ \AA}$ от t . Выбор длины волны λ для построения кривой $D(t)$ обусловлен высоким значением D при сравнительно малых t и монотонной зависимостью $D(t)$ в указанном интервале t . Измерение толщин для построения градуировочного графика выполнено методом Толанского на пленках PbJ_2 на стеклянной подложке. При определении t пленок на NaCl с помощью кривой $D(t)$ предполагалось равенство оптических плотностей при одинаковых t для пленок на различных подложках.

Результаты измерений и их обсуждение

Экситонная A -полоса ($n=1$). В спектре ФВ, так же как и в спектре поглощения, наблюдается сильная длинноволновая A -полоса (рис. 2), отвечающая экситонному состоянию с $n=1$, и узкие и слабые коротковолновые пики B и B' , поведение которых в зависимости от толщины будет обсуждено позже.

Пленки, осажденные при одинаковых условиях на различные подложки (стекло и NaCl), имеют существенно различающиеся контуры ФВ.

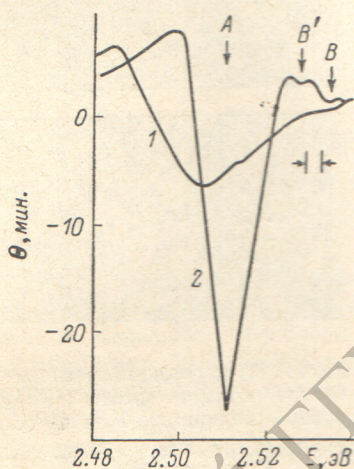


Рис. 2. Фарадеевское вращение в пленках PbJ_2 , осажденных на стеклянную подложку (1), на плоскость (100) монокристалла NaCl (2).

$T_{\text{пл}}=150^\circ \text{ C}$, $\lambda=575 \text{ \AA}$, $H=20.5 \text{ кГс}$, температура измерения 90 K .

$T_{\text{пл}}=150^\circ \text{ C}$, $\lambda=575 \text{ \AA}$, $H=20.5 \text{ кГс}$, температура измерения 90 K . где n_0 — показатель преломления при $E=E_{\text{ex}}$, f — сила осциллятора на элементарную ячейку объемом Ω , g_{ex} — g -фактор экситонной полосы, μ_B — магнетон Бора. Для исключения фона ФВ за счет междузонных переходов величину $Q(E_{\text{ex}})$ удобно определять по разности $\Delta\Theta$

$$\Delta\Theta = \Theta(E_{\text{max}}) - \Theta(E_{\text{ex}}) = 1.302 |\Theta(E_{\text{ex}})|. \quad (3)$$

Экспериментальные контуры $\Theta(E)$ асимметричны и имеют более пологое коротковолновое крыло. Предполагая, что в случае слабой асимметрии сохраняются соотношения (1)÷(3), по длинноволновому крылу $\Theta(E)$ можно найти Γ . Для пленок, осажденных на стекло, $\Gamma=0.022 \text{ эВ}$, на NaCl $\Gamma=0.012 \text{ эВ}$ (90 K). Последнее значение Γ близко к полуширине экситонной A -полосы для монокристаллов ($\Gamma=0.012 \text{ эВ}$, 77 K [10]) и определяется главным образом экситон-фононным взаимодействием [9]. Сильное уширение экситонной полосы в пленках на стекле объясняется, таким образом, структурными нарушениями в пленках PbJ_2 , осажденных на аморфную подложку. Структурное уширение сопровождается сильным ослаблением $\Delta\Theta$, так как $|\Theta(E_{\text{ex}})| \sim \Gamma^{-2}$.

Положение минимумов $\Theta(E)$ в пленках на различных подложках не поддается простой интерпретации; $E_{\text{ex}}=2.511 \text{ эВ}$ (NaCl) и 2.505 эВ

(стекло), в то же время в монокристаллах $E_{\text{ex}} = 2.505$ эВ при 4.2 К. Одно-
родные термические напряжения, возникающие в пленках за счет различ-
ного теплового расширения пленки и подложки, не могут объяснить най-
денные значения E_{ex} , так как коэффициент линейного расширения стекла
значительно меньше, чем в NaCl ($38 \cdot 10^{-6}$ град. $^{-1}$) и PbJ_2 ($35 \cdot 10^{-6}$ град. $^{-1}$),
в то же время для PbJ_2 $dE_{\text{ex}}/dP < 0$ и равно $17.4 \cdot 10^{-6}$ эВ/атм. [11].

При уменьшении толщины образцов наблюдается ослабление, ушире-
ние и сдвиг А-полосы (рис. 3). Уширение полосы происходит за счет

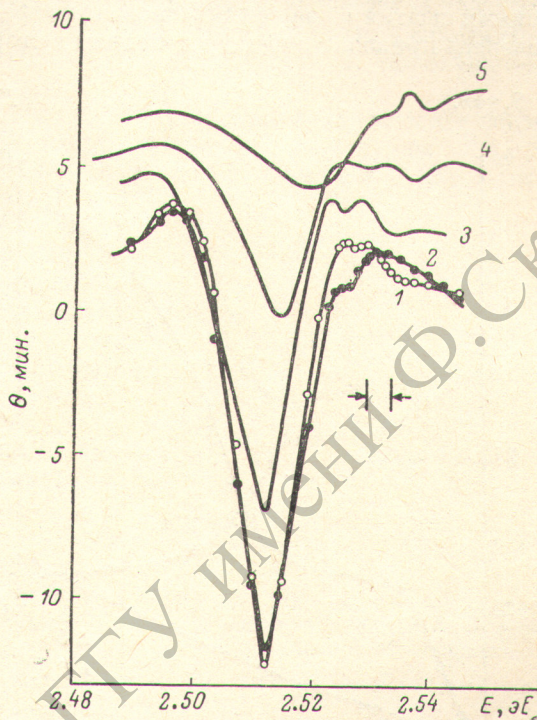


Рис. 3. Фарадеевское вращение в пленках PbJ_2 , осажденных на NaCl различной тол-
щины.

1 соответствует пленке толщиной 300 Å, осажденной
на NaCl, 2 — пленке той же толщины, на поверхность
которой нанесен толстый слой NaCl. Для наглядности
кривые, соответствующие пленкам толщиной 115 (3),
60 (4) и 30 Å (5), сдвинуты относительно кривых 1
и 2 на 2, 4 и 6 мин вверх по шкале Θ . $H = 20.5$ кГс,
 $T = 90$ К.

структурными изменениями в пленках PbJ_2 , возникающими в процессе их роста. На суще-
ственную роль структурных изменений указывает также зави-
симость $\Gamma(T)$ (рис. 4, 2). Величина Γ растет с уменьшением t , однако ход
кривой $\Gamma(T)$ немонотонный. Немонотонность кривой $\Gamma(T)$ наблюдается
на участке 100–400 Å и хорошо коррелирует с прогибом в зависимости
 $\Delta\Theta(t)$. Общий рост Γ , по-видимому, объясняется рассеянием экситонов
на границах зерен PbJ_2 , размеры которых падают с уменьшением тол-
щины. Немонотонность на участке 100–250 Å указывает, однако, на вклю-
чение нового механизма рассеяния. По-видимому, на этом участке суще-
ственны микронапряжения, возникающие при образовании сплошной
пленки из островковой. Максимум микронапряжений при переходе
от островковой к сплошной пленке наблюдался на разных материалах
в многочисленных работах [13]. Об образовании сплошной пленки при
 $t > 100$ Å свидетельствуют, как указывалось выше, электронно-микроско-
пические снимки. Быстрый спад Γ при $t > 250$ Å возникает из-за рекри-
сталлизации пленок PbJ_2 (рис. 1, в).

Микронапряжения сказываются также на положении А-полосы (рис. 5).
При малых t (< 100 Å) полоса сдвинута в сторону больших энергий, что
указывает на деформации растяжения. Последние связаны, по-видимому,

с эпитаксиальным наращиванием PbJ_2 на поверхности (100) NaCl . Наименьшей поверхностной энергии отвечает ориентация зародышей PbJ_2 на сколе NaCl : $[2\bar{1}\bar{1}0] (0001) \text{PbJ}_2 \parallel [110] (100) \text{NaCl}$. При этом цепочки из ионов J^- располагаются вдоль цепочек ионов Na^+ , чему способствует близость расстояний между цепочками ($3.94 \text{ \AA}$ в PbJ_2 и $3.98 \text{ \AA}$ в NaCl) вдоль поверхности раздела. Однако небольшое различие этих величин приводит к деформации растяжения и деформационному сдвигу A -полосы. При последующем росте деформации растяжения сменяются деформациями сжатия из-за соприкосновения зерен в сплошной пленке, что в свою очередь приводит к сдвигу A -полосы в сторону низких энергий до 2.508 эВ

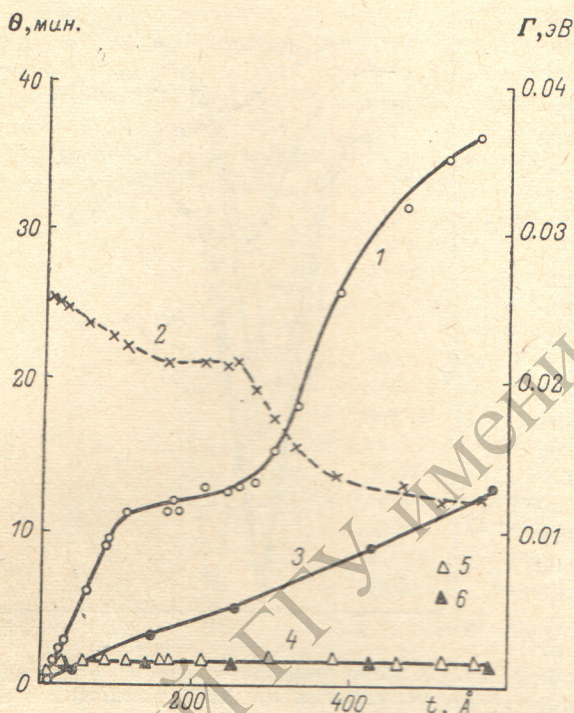


Рис. 4. Зависимость от толщины различных параметров контура фарадеевского вращения.

1 — зависимость амплитуды $\Delta\Theta_A$ от t , 2 — зависимость полуширины Γ от t (пленки на NaCl), 3 — зависимость $\Delta\Theta_A$ от t (пленки на стекле), 4 — зависимость амплитуды $\Delta\Theta_B$ от t ; 5 — пленки на NaCl , 6 — пленки на стекле. $H = 20.5 \text{ кГс}$, $T = 90 \text{ К}$.

ситонной A -полосы наблюдаются узкие пики B и B' при 2.535 и 2.528 эВ . Пик B виден также в пленках на стекле, проявляется в монокристаллах и принадлежит к собственным возбуждениям PbJ_2 . Пик B' наблюдается только в пленках на NaCl .

Природа пика B до сих пор не установлена, хотя вопрос об его происхождении явился предметом длительной дискуссии. По одним предположениям [15, 16], пик B соответствует возбуждению экситона Ванье—Мотта в состояние с $n=2$. При построении сериальной зависимости водородоподобного типа по пику B и последующим более слабым коротковолновым пикам [15] найдена энергия связи экситона $R_{\text{ex}} = 0.127 \text{ эВ}$, но при этом A -полоса, соответствующая основному ($n=1$) экситонному состоянию, оказалась сдвинутой на 0.07 эВ относительно расчетного значения в сторону больших E . Современная теория экситона большого радиуса, развитая с учетом анизотропии кулоновского взаимодействия электрона и дырки и анизотропии эффективных масс, не в состоянии объяснить сильный коротковолновый сдвиг A -полосы.

($170 \text{ \AA}$). Рекристаллизация пленок способствует снятию этих деформаций и сдвигу полосы до равновесного для заданной комбинации пленка—подложка положения (2.511 эВ).

Так как в рекристаллизованной пленке экситонная полоса мало отличается от монокристалльной, формулой (2) можно воспользоваться для определения g_{ex} . Для расчета использовано значение силы осциллятора $f = 6.02 \cdot 10^{-2}$ на ячейку объемом $1.23 \cdot 10^{-22} \text{ см}^3$ [10] и параметры кривой $\Theta(E)$ рис. 2, $\Gamma = 0.014 \text{ эВ}$, средняя полуширина, найденная по двум максимумам, и $\Theta(E_{\text{ex}}) = -28'$ мин. Расчет дает $g_{\text{ex}} = 0.36 \pm 0.10$ — величину, большую чем $g_{\text{ex}} = 0.2$, найденную по спектру магнитного кругового дихроизма в работе [14].

Тонкая структура экситонного спектра PbJ_2 . Как видно из рис. 2, на коротковолновом крыле эк-

По другим предположениям [6, 14], пик B соответствует основному состоянию ($n=1$) второй экситонной серии, возникающей из-за расщепления краев зон в анизотропном внутрикристаллическом поле. Вторая версия также плохо согласуется с экспериментом, так как сила осциллятора B -пики по крайней мере на порядок меньше, чем A -полосы, две серии дают резко различающиеся (в 5 раз) энергии связи, и экситон B слабо проявляется при поляризации падающего излучения, параллельной оси c [16].

Для проверки различных предположений представляет интерес исследование тонкой структуры спектра в зависимости от толщины, так как при уменьшении t экситонные пики, соответствующие большим значениям n , сильнее ослабляются и смещаются в сторону больших E , чем основная ($n=1$) экситонная полоса [1, 2].

Для нахождения амплитуды $\Delta\Theta$ пиков B и B' проводились огибающие максимумов на коротковолновом крыле A -полосы. Амплитуды $\Delta\Theta_B$ и $\Delta\Theta_{B'}$ находились по разности ординат огибающей и кривой $\Theta(E)$ в минимумах пиков B и B' . Из рис. 2 и 3 видно, что амплитуда пиков B и B' не меняется с уменьшением t . Зависимость $\Delta\Theta_B(t)$ почти постоянна в широком интервале t в пленках на различных подложках (рис. 4), и только при очень малых ($< 100 \text{ \AA}$) толщинах $\Delta\Theta_B$ падает. Все это указывает на связь пиков B и B' с поверхностными состояниями PbJ_2 . О поверхностном характере возбуждений, связанных с пиками B и B' , говорит также следующий эксперимент. На поверхность пленки PbJ_2 , осажденной на NaCl , напылялась тонкая пленка NaCl при 20°C . Спектральная зависимость $\Theta(E)$ подобного сэндвича (рис. 3, 2) при ее сравнении с зависимостью $\Theta(E)$ для пленки PbJ_2 на NaCl той же толщины указывает на исчезновение пика B и усиление пика B' . Таким образом, пик B связан с возбуждением в молекулярном слое J-Pb-J , граничащем с вакуумом, пик B' — в слое, граничащем с поверхностью NaCl .

Аналогичные эффекты, связанные с перераспределением интенсивности пиков B и A в пользу пика B' при малых t , наблюдались нами в спектрах поглощения пленок PbJ_2 на стеклянных подложках при 77 K [17].

При изменении толщины спектральное положение пиков B и B' изменяется в соответствии с положением полосы A . Однако в отличие от экситонных полос, принадлежащих различным квантовым числам n , полосы A и B, B' сближаются при малых t . Если при больших t интервалы $E_B - E_A = 0.024 \text{ эВ}$ и $E_{B'} - E_A = 0.016 \text{ эВ}$, то при $t \rightarrow 0$ соответствующие интервалы уменьшаются до 0.020 и 0.013 эВ . Параллельный сдвиг пиков A, B и B' в сторону высоких энергий при малых t говорит также о малой роли размерного квантования в формировании экситонного спектра в тонких слоях PbJ_2 .

О принадлежности пика B собственным поверхностным возбуждениям (поверхностный экситон) можно судить по оценке силы осциллятора пика B . Для приближенного расчета силы осциллятора поверхностного экситона f_s можно воспользоваться экспериментальными данными и формулами (1)–(3). При $g_{\text{ex},s} = g_{\text{ex}}$ и замене в формуле (2) величины t на d (расстояние между соседними слоями PbJ_2 ($d = 6.99 \text{ \AA}$)) имеем

$$f_s = f \frac{t \Delta\Theta_s (\Delta E_s)^2}{d \Delta\Theta (\Delta E)}, \quad (4)$$

где ΔE — интервал между побочными максимумами для экситонной A -полосы, ΔE_s — спектральный интервал между точками соприкоснове-

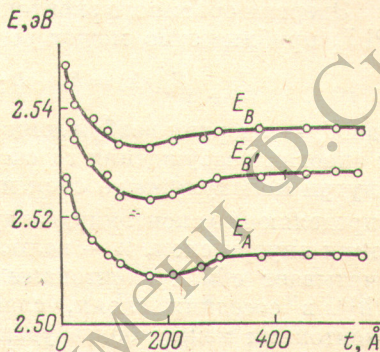


Рис. 5. Зависимость спектрального положения пиков фарадеевского вращения от толщины.

$H = 20.5 \text{ кГс}$, $T = 90 \text{ K}$.

ния огибающей с кривой $\Theta(E)$ в районе пиков B и B' . Оценки на пленках различной толщины (от 100 до 600 Å) дают $f_B = (0.4 \pm 0.1) f_A$, что говорит в пользу принадлежности пика B собственным поверхностным возбуждениям PbJ_2 .

Вопрос о существовании поверхностных экситонов и их проявлении в оптическом спектре обсуждался в ряде работ [18–20] на основе модели экситона Френкеля. Результаты обсуждения хорошо описывают эксперименты по наблюдению дополнительных минимумов в спектрах отражения молекулярных кристаллов [3]. Моделью экситона малого радиуса можно воспользоваться для обсуждения экситонного спектра в PbJ_2 . Основанием трактовки экситонов в PbJ_2 , как френкелевских возбуждений, может служить катионный характер экситонов и слабое (вандерваальсового типа) взаимодействие между молекулярными слоями. О катионном характере экситонов в PbJ_2 свидетельствуют некоторые эксперименты [10, 11], а также расчет зон и электронной плотности в PbJ_2 [21].

Энергия объемного экситона в анизотропном гексагональном кристалле PbJ_2 приближенно может быть представлена в виде

$$E_{ex}(k) = E_a + D + 2D_1 + L(k_x, k_y) + 2J \cos k_z c, \quad (5)$$

где E_a — энергия возбуждения свободного иона Pb^{2+} , D и D_1 — поправки к энергии возбуждения за счет взаимодействия с окружающими атомами внутри молекулярного слоя и в соседних слоях, $L(k_x, k_y)$ — слагаемое, определяющее экситонную зону, возникающую из-за обменного взаимодействия внутри слоя, k — волновой вектор экситона, $z \parallel c$. Последний член учитывает обмен экситонами вдоль оси c между ближайшими ионами Pb^{2+} в соседних слоях, слагаемые, определяющие межслоевой обмен экситонами между более удаленными ионами, здесь не учтены. При известной силе осциллятора f обменный интеграл J может быть вычислен в диполь-дипольном приближении [22]

$$J = \frac{e^2 \hbar^2 f}{2\epsilon_0 m E_{ex} d^3}. \quad (6)$$

Здесь ϵ_0 — z -компонента диэлектрической постоянной ($\epsilon_0 \approx 6$), $d = 6.99$ Å. Расчет дает малую ширину экситонной зоны в k_z -направлении, так как $J \approx 7 \cdot 10^{-4}$ эВ. Из экспериментов по спектрам примесных ионов Pb^{2+} в галлоидных кристаллах следует [23], что поправки к энергии возбуждения определяются главным образом анионным окружением и приводят к красному сдвигу примесной полосы, т. е. величины D и D_1 отрицательны. Величина $|D|$ составляет несколько электронвольт и $|D_1| \ll |D|$ в силу слабого взаимодействия между слоями.

Энергия поверхностного экситона в той же модели

$$E_{ex}^s(k) = E_a + D + D_1 + L(k_x, k_y), \quad (7)$$

откуда энергетический интервал между пиками поглощения объемного и поверхностного экситонов

$$E_{ex}^s(0) - E_{ex}(0) = |D_1| - 2J.$$

При возбуждении поверхностного экситона на границе с NaCl поправка D_1 в (7) должна быть заменена на сумму $D_1 + D_2$, где D_2 — поправка к энергии возбуждения ионов Pb^{2+} за счет взаимодействия главным образом с анионами подложки. Так как энергия возбуждения примесных ионов Pb^{2+} в галлоидных кристаллах растет с уменьшением атомного номера галоида, можно считать, что $|D_2| < |D_1|$ и

$$E_{ex}^s(0) - E_{ex}(0) = |D_1| - |D_2| - 2J,$$

что указывает на сужение энергетического интервала между пиками поверхностного и объемного экситона. Представленные здесь формулы хорошо соответствуют эксперименту, так как $E_B - E_{B'} = 0.008$ эВ > 0 ,

в то же время эта же величина должна быть равна $|D_2|$. Из эксперимента также следует, поскольку $E_{\text{ex}}^s(0) - E_{\text{ex}}(0) = E_B - E_A$, что $|D_1| \simeq 0.024$ эВ, т. е. $|D_1| > |D_2|$, а также $|D_1| \gg 2J$, что создает благоприятные условия для наблюдения поверхностных экситонов в PbJ_2 . С другой стороны, $|D_1| < R_{\text{ex}}$ (наиболее разумные оценки дают $R_{\text{ex}} \simeq 0.07$ эВ), что способствует проявлению поверхностного экситона в окне прозрачности между экситонным А-пиком и краем непрерывного спектра PbJ_2 .

Следует сказать, что поверхностные экситоны должны легко проявляться в спектрах кристаллов слюевой структуры, с одной стороны, из-за малых значений межслоевых обменных интегралов, с другой — из-за малых значений поправок D_1 и D_2 по сравнению с энергией связи экситона. Отметим также, что пики, соответствующие поверхностным экситонам, должны быть исключены при нахождении сериальной последовательности по линиям тонкой структуры PbJ_2 .

Литература

- [1] P. G. Harper, J. A. Hilder. *Phys. Stat. Sol.*, **26**, 69, 1968.
- [2] B. Bendow. *Phys. Rev.*, **B3**, 1999, 1971.
- [3] М. С. Бродин, М. А. Дудинский, С. М. Марисова. *Опт. и спектр.*, **34**, 1120, 1973.
- [4] Н. А. Давыдова, Э. Н. Мясников, М. И. Страшникова. *ФТТ*, **15**, 3332, 1973.
- [5] F. Evangelisti, A. Frova, F. Patella. *Phys. Rev.*, **B10**, 4253, 1974.
- [6] M. R. Tubbs. *Phys. Stat. Sol.*, **49**, 11, 1972.
- [7] В. В. Соболев. *Опт. и спектр.*, **20**, 165, 1966.
- [8] Л. С. Палатник, М. Я. Фукс, В. М. Косевич. *Механизм образования и субструктура конденсированных пленок*, 80. Изд. «Наука», М., 1972.
- [9] В. В. Мусил, В. К. Милославский, В. В. Кармазин. *ФТТ*, **17**, 859, 1975.
- [10] C. Schwiller, G. Harbeke. *Phys. Rev.*, **185**, 1141, 1969.
- [11] J. B. Anthony, A. D. Brothers. *Phys. Rev.*, **B7**, 1539, 1973.
- [12] В. К. Милославский. *Опт. и спектр.*, **17**, 414, 1964.
- [13] Р. У. Гоффман. *Сб. «Физика тонких пленок»*, **3**, 225. Изд. «Мир», М., 1968.
- [14] G. Baldini, S. Franchi. *Phys. Rev. Lett.*, **26**, 503, 1971.
- [15] S. Nikitine, J. Schmitt-Burckel, J. Biellmann, J. Ringeissen. *J. Phys. Chem. Soc.*, **25**, 951, 1964.
- [16] G. Harbeke, E. Tosatti. *Phys. Lett.*, **20**, 1567, 1972.
- [17] В. К. Милославский, А. И. Рыбалка, Л. А. Агеев. *ФТТ*, **17**, 1150, 1975.
- [18] В. И. Сутаков. *УФЖ*, **15**, 2060, 1970.
- [19] В. М. Агранович. *Теория экситонов*. Изд. «Наука», М., 1968.
- [20] J. Hoshen, R. Korelman. *J. Chem. Phys.*, **61**, 330, 1974.
- [21] J. Ch. Schlüter, M. Schlüter. *Phys. Rev.*, **B9**, 1652, 1974.
- [22] А. С. Давыдов. *Теория молекулярных экситонов*. Изд. «Наука», М., 1968.
- [23] S. Radhakrishna, K. P. Pandey. *Phys. Rev.*, **B7**, 424, 1973.

Поступило в Редакцию 1 июля 1975 г.