

ВЛИЯНИЕ ДВУХВАЛЕНТНЫХ ИОНОВ НА ЭКСИТОННЫЙ СПЕКТР ПОГЛОЩЕНИЯ В ViJ_3

В. М. Шмандий, В. К. Милославский и Чыонг Динь Тоа

Исследовано влияние двухвалентных ионов Pb^{2+} , Cd^{2+} и Mn^{2+} на экситонный спектр тонких пленок слоистого соединения ViJ_3 . В пределах малых молярных концентраций примесных центров ($x=0.0-0.005$) обнаружен коротковолновый сдвиг и уширение экситонных пиков A_1 ($n=1$) и A_2 ($n=2$). По спектральному положению пиков A_1 и A_2 вычислены энергия связи экситона R_{ex} и ширина запрещенной зоны E_g ; обнаружен концентрационный рост R_{ex} и E_g . Нелинейная зависимость $E_g(x)$ объяснена в рамках двухзонной модели с учетом отщепления уровней от краев заполненной и пустой зон, экстремумы которых расположены в центре зоны Бриллюэна. В спектрах $\text{ViJ}_3\text{-Cd}^{2+}$ и $\text{ViJ}_3\text{-Mn}^{2+}$ обнаружены слабые пики e_1 и e_2 , расположенные между экситонными пиками A_1 и A_2 и приписываемые катионным экситонам, локализованным в ближайших к примесному центру ионах Vi^{3+} . Нелинейный рост $E_{A_1}(x)$ и $\Gamma_{A_1}(x)$ в большем интервале x (до 0.05) связывается с ограниченной растворимостью ионов Me^{2+} в решетке ViJ_3 и процессами кластеризации.

Несмотря на огромное число работ, посвященных влиянию примесных центров на экситонный спектр кристаллов, в этой области спектроскопии твердого тела имеются существенные пробелы. В частности, мало изучено экситонно-примесное взаимодействие (ЭПВ) в анизотропных кристаллах слоистого типа. Основные работы по анизотропным кристаллам посвящены экситонным спектрам твердых растворов изоструктурных соединений ($\text{Pb}_{1-x}\text{Cd}_x\text{J}_2$ [1-3], $\text{PbJ}_{2-2x}\text{Br}_{2x}$ [4] и др.), в то же время отсутствуют исследования экситонных спектров кристаллов, примесные центры в которых отличаются по валентности от ионов основной решетки.

В настоящей работе приведены результаты исследования влияния двухвалентных ионов на экситонный спектр ViJ_3 . Указанное соединение принадлежит к кристаллам слоистого типа и состоит из чередующихся слоев J-Vi-J . Связи внутри слоев преимущественно ионные [5], в то время как слои связаны слабыми ван-дер-ваальсовыми силами. Экситонный спектр ViJ_3 изучался в ряде работ [6-8], он имеет катионный характер [7], характеризуется сильными пиками $n=1$ и $n=2$ (n — главное квантовое число) и высоким значением энергии связи экситона R_{ex} (0.14—0.18 эВ). Так как R_{ex} существенно превосходит полуширину экситонного пика $n=1$ ($\Gamma=0.03$ эВ при 90 К [8]), экситонная полоса хорошо отделена от края междузонных переходов, в связи с чем ViJ_3 является удобным объектом для изучения ЭПВ. Влияние примесей на собственный экситонный спектр ViJ_3 не изучалось, но существуют работы по изучению краевого спектра чистых и примесных кристаллов ViJ_3 при $\hbar\omega < E$ ($n=1$) [9-11]. Выбор ионов Pb^{2+} , Cd^{2+} и Mn^{2+} связан с различием их радиусов (1.2, 1.00 и 0.95 Å соответственно), а также с их неэквивалентностью по конфигурации внешних электронов ($\text{Pb}^{2+}-5d^{10}6s^2$, $\text{Cd}^{2+}-4d^{10}$, $\text{Mn}^{2+}-3d^5$). Все указанные ионы образуют с иодом слоистые соединения MeJ_2 , имеющие сравнительно низкие точки плавления ($\text{PbJ}_2 - 402^\circ\text{C}$, $\text{CdJ}_2 - 387^\circ\text{C}$, $\text{MnJ}_2 - 638^\circ\text{C}$; в то же время $\text{ViJ}_3 - 408^\circ\text{C}$), легко сублимируют при низких температурах, что способствует приготовлению тонких смешанных пленок $(\text{MeJ}_2)_x(\text{ViJ}_3)_{1-x}$ заданного состава.

1. Приготовление образцов и методы их исследования

Исследуемые образцы приготавливались в виде тонких пленок вакуумным испарением на монокристаллы KCl. Методика приготовления пленок $(\text{MeJ}_2)_x(\text{BiJ}_3)_{1-x}$ сходна при малых значениях x с методом приготовления «чистых» пленок BiJ_3 [8], однако при напылении смешанных пленок возникают трудности, связанные с соответствием состава пленки составу испаряемой смеси. В связи с этим проведено исследование режима конденсации чистых пленок BiJ_3 . Установлен оптимальный диапазон температур приготовления T_n ($50 \div 70^\circ \text{C}$), в пределах которого, с одной стороны, не наблюдается реиспарения пленок, с другой, экситонные полосы в спектрах пленок на KCl не отличаются по полуширине от полос в спектрах монокристаллов. При $T_n \leq 40^\circ \text{C}$ в пленках BiJ_3 возникают структурные несовершенства, выражающиеся в уширении и сдвиге экситонных полос, при $T_n \geq 80^\circ \text{C}$ скорость конденсации существенно снижается за счет реиспарения и при $T_n \approx 90^\circ \text{C}$ возникает срыв конденсации. Замечено также, что при $T_n = 50-70^\circ \text{C}$ экситонные спектры не зависят от скорости конденсации в пределах $v_k = 10 \div 200 \text{ \AA}/\text{с}$. В связи с этим при приготовлении пленок $(\text{MeJ}_2)_x(\text{BiJ}_3)_{1-x}$ испарялись небольшие навески тщательно приготовленных смесей BiJ_3 и MeJ_2 при больших $v_k = 150 \div 200 \text{ \AA}/\text{с}$ и при $T_n = 70^\circ \text{C}$. Высокие скорости испарения и отсутствие реиспарения BiJ_3 на подложке обеспечивают соответствие состава смешанной пленки составу исходной смеси несмотря на различие температур плавления компонент и критических температур срыва конденсации. Последние для MeJ_2 ($\text{Me} = \text{Pb}, \text{Cd}, \text{Mn}$) выше, чем у BiJ_3 . Контрольные образцы, приготовленные методом дискретного испарения, указывают на правильность выбора методики приготовления и на соответствие составов смешанной пленки и исходной смеси, так как экситонные спектры пленок, приготовленных двумя методами, не отличаются друг от друга.

Для исследования экситонных спектров приготавливались пленки толщиной t около 1000 \AA . Спектры пропускания измерялись при 90° и 293 K на спектрофотометре СФ-5. Величина t определялась непосредственно для каждого образца по интерференционным кривым пропускания в области прозрачности методом [12], не требующим разрушения пленок. Для характеристики экситонного спектра и его изменения в зависимости от x строилась спектральная зависимость удельной оптической плотности D/t , равной с точностью до френелевских потерь коэффициенту поглощения.

2. Результаты измерений и их обсуждение

Введение ионов Pb^{2+} приводит к существенным концентрационным изменениям экситонного спектра BiJ_3 (рис. 1). Спектр поглощения BiJ_3 состоит из экситонного пика A_1 при 2.03 эВ , соответствующего возбуждению экситона в основное состояние $n=1$, и более слабого пика A_2 ($n=2$) при 2.15 эВ . Кроме того, на измеренном спектральном участке наблюдается пик B , соответствующий, по-видимому, гиперболическим экситонам. С ростом x наблюдается коротковолновый сдвиг до 2.05 эВ пика A_1 , его ослабление и размытие. Пик A_2 также смещается в коротковолновую область спектра и при $x=0.01$ исчезает. Хорошо видно (рис. 1, вставка), что $dE_{A_1}/dx > dE_{A_2}/dx$, что в свою очередь говорит о концентрационном росте энергии связи экситона R_{ex} в легированном BiJ_3 . Расчетные значения R_{ex} и ширины запрещенной зоны E_g , полученные в рамках водородоподобной модели ($R_{\text{ex}} = (4/3)(E_{A_2} - E_{A_1})$, изотропный экситон Ванье—Мотта [6-8]) даны в таблице. Значение R_{ex} возрастает от 0.161 до 0.192 эВ при $x=0.005$. По-видимому, высокой чувствительностью R_{ex} к сравнительно малым концентрациям неизовалентных примесей можно объяснить разброс приведенных в литературе значений R_{ex} (от 0.14 эВ [6] до 0.25 [13]). В теоретических работах, посвященных взаимодействию экситонов с заряженными центрами, предсказывается уширение, коротковолновый сдвиг и рост асимметрии экситонных пиков поглощения с ростом концентрации примесных ионов [15-17]. Причиной уширения и сдвига пиков являются внутрен-

Соединение	$x, \%$	$E_{A_1}, \text{эВ}$	$E_{A_2}, \text{эВ}$	$E_g, \text{эВ}$	$R_{\text{ex}}, \text{эВ}$	$E_{e_1}, \text{эВ}$	$E_{e_2}, \text{эВ}$
BiJ_3	0.00	2.029	2.150	2.189	0.161	—	—
$\text{BiJ}_3\text{-Pb}^{2+}$	0.25	2.035	2.170	2.215	0.180	—	—
	0.50	2.036	2.180	2.228	0.192	—	—
$\text{BiJ}_3\text{-Mn}^{2+}$	0.10	2.037	2.162	2.204	0.167	2.132	2.108
	0.25	2.039	2.176	2.222	0.183	2.138	2.113
	0.5	2.043	2.190	2.239	0.196	2.140	2.116
$\text{BiJ}_3\text{-Cd}^{2+}$	0.10	2.039	2.162	2.203	0.164	2.120	2.106
	0.25	2.046	2.180	2.225	0.179	2.142	2.127
	0.5	2.052	2.200	2.249	0.197	2.125	2.100

ние электрические поля [14, 15], вызванные заряженной примесью и приводящие к коротковолновому сдвигу за счет уменьшения R_{ex} (при $E_g = \text{const}$) [15]. Хотя в нашем случае экситонный пик A_1 также уширяется и испытывает корот-

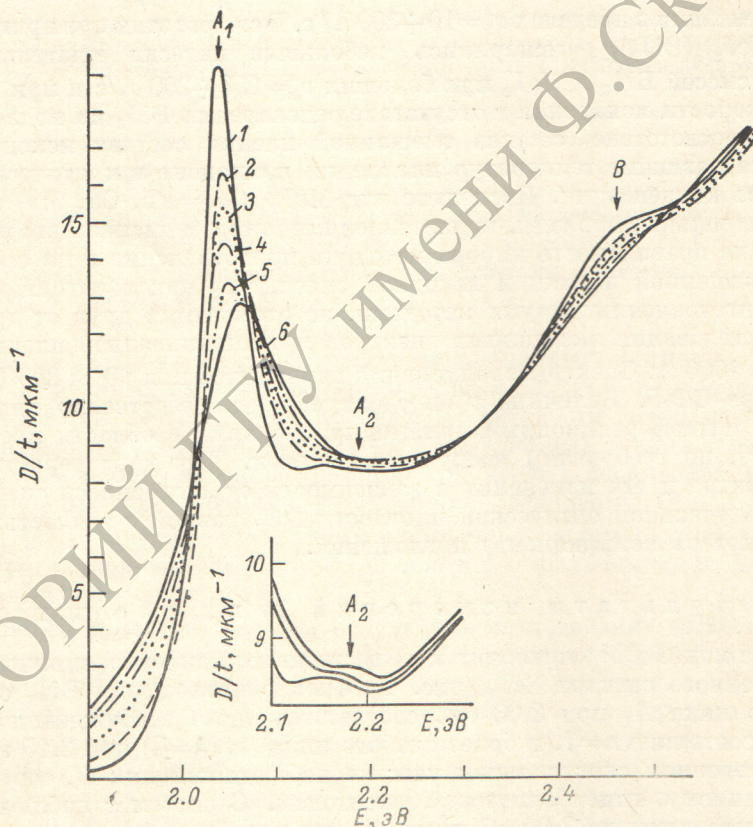


Рис. 1. Спектральная зависимость удельной оптической плотности D/t для пленок $(\text{PbJ}_2)_x(\text{BiJ}_3)_{1-x}$.

1 — $x=0.00$, 2 — 0.0025, 3 — 0.005, 4 — 0.01, 5 — 0.03, 6 — 0.07. На вставке кривые 1—3 представлены в интервале 2.1—2.3 эВ в увеличенном масштабе.

коволновый сдвиг, рост R_{ex} с ростом x говорит о малой роли внутренних электрических полей в ЭПВ в BiJ_3 .

По-видимому, примесь входит в решетку BiJ_3 в виде нейтральных молекул PbJ_2 . На это указывает молекулярный характер испарения компонент смеси, а также независимость удельного сопротивления пленок от концентрации ионов Pb^{2+} ($\rho = (1.01 + 0.03) \cdot 10^8 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ в интервале x от 0 до 0.005). Предполагаемый примесный центр состоит из иона Pb^{2+} , замещающего ион Bi^{3+} в катионной подрешетке, и анионной вакансии, расположенной в соседнем узле.

Для оценки влияния электрического поля указанного дипольного центра на экситон $n=1$ в BiJ_3 учтем, что однородное статическое поле приводит к существенному сдвигу (уменьшению R_{ex}) и ослаблению экситонной линии при $F > F_i$, где $F_i = R_{\text{ex}}/ea_{\text{ex}}$ — поле ионизации экситона [17]. Для BiJ_3 при $R_{\text{ex}}=0.152$ эВ и $a_{\text{ex}}=6.7 \text{ \AA}$ [8] $F_i=2.3 \cdot 10^6$ В/см. Среднее по поверхности сферы поле диполя $F_d \simeq (3/2)(d/\epsilon_0 r^3)$, где $d=er_0$ (r_0 — равновесное расстояние В—J в BiJ_3 , $r_0=3.04 \text{ \AA}$), ϵ_0 — статическая диэлектрическая постоянная. Последняя величина для BiJ_3 не известна, однако сравнение с близким по строению решетке и физи-

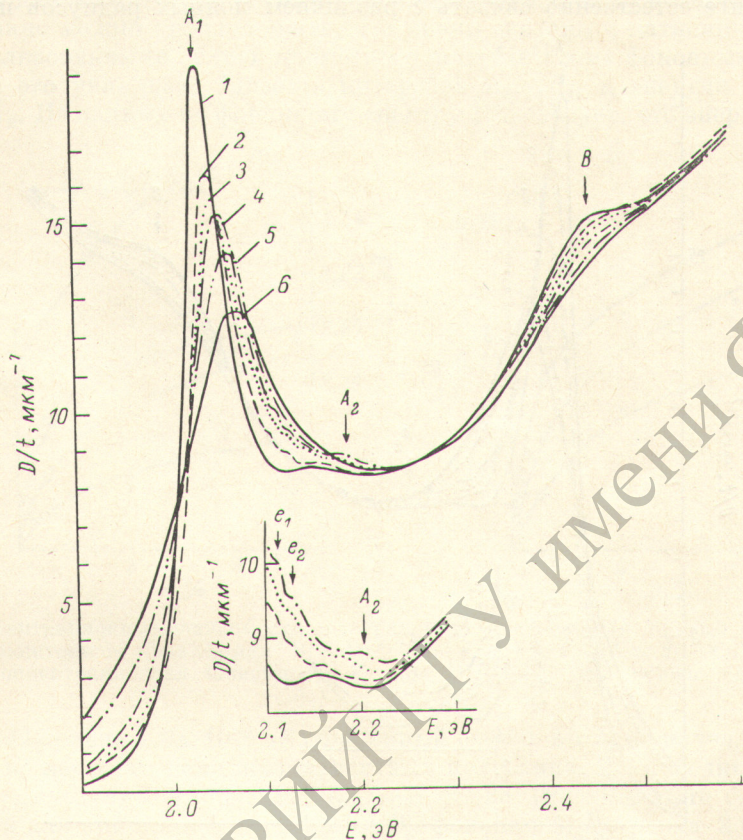


Рис. 2. Спектральные зависимости удельной оптической плотности D/t для пленок $(\text{CdJ}_2)_x(\text{BiJ}_3)_{1-x}$.

1 — $x=0.00$, 2 — 0.001, 3 — 0.0025, 4 — 0.005, 5 — 0.02, 6 — 0.06. На вставке кривые 1—4 представлены в интервале 2.1—2.3 эВ в увеличенном масштабе.

ческим свойствам соединением PbJ_2 ($\epsilon_0=26.5$) дает $\epsilon_0 \simeq 20$. Неравенство $F_d > F_i$ позволяет оценить объем V_k -области к кристалле, внутри которой электрическое поле диполя оказывает сильное влияние на экситон $n=1$. Имеем $V_k = 5.6 \cdot 10^{-22} \text{ см}^3$, т. е. указанная область включает 3—4 молекулы BiJ_3 ($V_{\text{мол}} = 1.6 \cdot 10^{-22} \text{ см}^3$). Ясно, что при $x \leq 0.005$ электрическое поле диполей не оказывает заметного воздействия на положение экситонной полосы, но, возможно, определяет ее уширение и асимметрию.

Основной причиной, таким образом, коротковолнового сдвига экситонных полос является увеличение ширины запрещенной зоны, вызванное отщеплением уровней от краев разрешенных зон, возникающим при введении в кристалл примесных центров [18]. Отщепление уровней приводит к эффективному сужению разрешенных зон и как следствие к увеличению эффективных масс и уменьшению эффективной диэлектрической постоянной, т. е. к увеличению R_{ex} , что согласуется с нашим экспериментом. Подобное сокращение разрешенных зон наблюдалось в твердых растворах $\text{Cd}_x\text{Pb}_{1-x}\text{J}_2$ [1, 2].

Результаты измерения экситонных спектров смешанных пленок $(\text{CdJ}_2)_x(\text{BiJ}_3)_{1-x}$ и $(\text{MnJ}_2)_x(\text{BiJ}_3)_{1-x}$ (рис. 2 и 3) сходны в общих чертах с резуль-

татами для $(\text{PbJ}_2)_x(\text{BiJ}_3)_{1-x}$: так же как и для $\text{BiJ}_3\text{-Pb}^{2+}$ наблюдается коротковолновый сдвиг и уширение A_1 - и A_2 -полос, причем больший сдвиг A_2 -полосы свидетельствует об увеличении величин R_{ex} и E_g с ростом x . Из таблицы видно, что величина E_g возрастает на 0.04 ($\text{BiJ}_3\text{-Pb}^{2+}$), 0.06 ($\text{BiJ}_3\text{-Cd}^{2+}$) и 0.05 эВ ($\text{BiJ}_3\text{-Mn}^{2+}$) при $x=0.005$. Имеются, однако, и отличия. Концентрационный сдвиг экситонных полос, о котором можно судить по величине $dE_{A_1}/dx(0)$, больший при введении ионов Cd^{2+} и Mn^{2+} , чем ионов Pb^{2+} : $dE_{A_1}/dx(0)$ равно 1.95 ($\text{BiJ}_3\text{-Pb}^{2+}$), 6.9 ($\text{BiJ}_3\text{-Cd}^{2+}$) и 5 эВ ($\text{BiJ}_3\text{-Mn}^{2+}$). Такое существенное различие в сдвиге естественно связать с различием ионных радиусов примесных

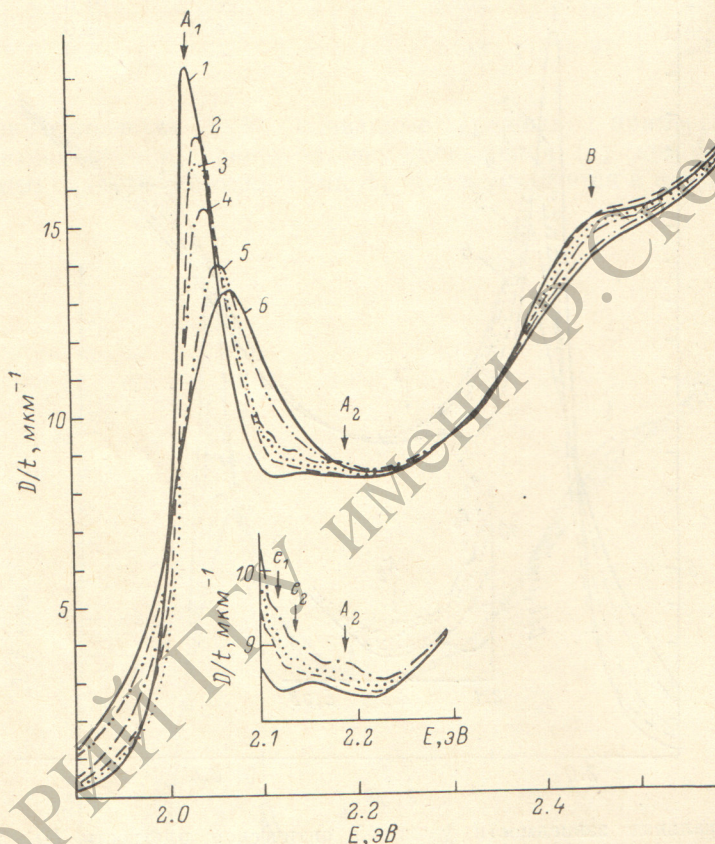


Рис. 3. Спектральные зависимости удельной оптической плотности D/t для пленок $(\text{MnJ}_2)_x(\text{BiJ}_3)_{1-x}$.
 1 — $x=0.00$, 2 — 0.001, 3 — 0.0025, 4 — 0.005, 5 — 0.02, 6 — 0.05. На вставке кривые 1—4 представлены в интервале 2.1—2.3 эВ в увеличенном масштабе.

центров. Ионный радиус Pb^{2+} больше, чем Bi^{3+} ($r_k=1.1 \text{ \AA}$), в то время как ионы Cd^{2+} и Mn^{2+} имеют меньшие значения r_k . При различии значений r_k ионов основной решетки и примесных ионов в окрестности примесного центра возникают статические локальные напряжения, приводящие к деформации решетки в окрестности примесного центра. Ясно, что ионы Pb^{2+} вызывают деформацию сжатия, а ионы Cd^{2+} и Mn^{2+} — деформацию растяжения. Так как величина $dE_{A_1}/dP = -8.6 \cdot 10^{-6} \text{ эВ/атм}$ [19], т. е. экситонный пик A_1 смещается в низкочастотную область при сжатии кристалла BiJ_3 , становится понятным различие в $dE_{A_1}/dx(0)$ для разных ионов. Отсутствие полной корреляции между значениями r_k для Cd^{2+} и Mn^{2+} и соответствующими значениями $dE_{A_1}/dx(0)$, возможно, связано с различием электронных конфигураций ионов и ионности связи $\text{Me}-\text{J}$. Поле дипольного центра также приводит к заметной деформации решетки в районе примесного центра за счет статической поляризации и к уменьшению равновесного расстояния между примесным ионом и вакансией по сравнению с r_0 , т. е. к уменьшению дипольного момента d .

В экситонных спектрах пленок $\text{BiJ}_3\text{-Cd}^{2+}$ и $\text{BiJ}_3\text{-Mn}^{2+}$ между пиками A_1 и A_2 наблюдаются слабые пички e_1 и e_2 (вставка к рис. 2, 3), отсутствующие в спектре чистых пленок BiJ_3 и пленок $\text{BiJ}_3\text{-Pb}^{2+}$. Пички e_1 и e_2 имеют меньшую полуширину, чем пик A_2 и, так же как и пик A_2 , исчезают при $x \geq 0.01$. Спектральное положение пичков (см. таблицу) меняется с изменением x , однако строгой зависимости от x в их положении не наблюдается. В то же время спектральный интервал между пичками не зависит от x и характерен для данного сорта примесных центров ($E_{e_1} - E_{e_2} = 0.015 \pm 0.001$ эВ для $\text{BiJ}_3\text{-Cd}^{2+}$ и 0.024 ± 0.001 эВ для $\text{BiJ}_3\text{-Mn}^{2+}$). Происхождение пичков e_1 и e_2 не представляется ясным, однако можно предположить, что пички связаны с катионными экситонами, локализованными вблизи примесного иона Me^{2+} и их фоновными повторениями. На это указывает близость интервала $E_{e_1} - E_{e_2}$ и энергии LO -фонона CdJ_2 и MnJ_2 . Из данных по фоновному спектру [20] следует, что энергия LO (E_u)

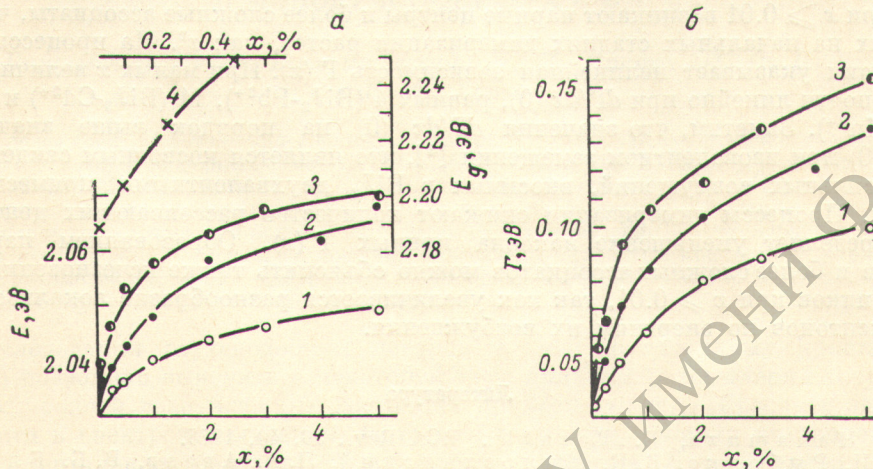


Рис. 4. Концентрационные зависимости спектрального положения (а, кривые 1—3) и полуширины (б) экситонного пика A_1 для $\text{BiJ}_3\text{-Me}^{2+}$ (Me: 1 — Pb, 2 — Mn, 3 — Cd). Кривая 4, а — концентрационная зависимость E_g для $\text{BiJ}_3\text{-Cd}^{2+}$ (ось абсцисс сверху).

фонона в CdJ_2 равна $1.65 \cdot 10^{-2}$ эВ. Фоновный спектр MnJ_2 не изучался, однако из данных по частотам полярных валентных колебаний Σ_u^+ свободных молекул CdJ_2 и MnJ_2 следует соотношение $\nu_{\text{MnJ}_2} / \nu_{\text{CdJ}_2} = 1.23$ [21]. Если это соотношение сохраняется для кристаллов, то энергия LO -фонона в MnJ_2 равна $2.05 \cdot 10^{-2}$ эВ, что также близко к интервалу $E_{e_1} - E_{e_2}$ в $\text{BiJ}_3\text{-Mn}^{2+}$.

Концентрационная зависимость спектрального положения E_{A_1} и полуширины Γ экситонной полосы A_1 в более широком интервале x ($x=0 \div 0.05$) дана на рис. 4. Для нахождения Γ использовалось соотношение $\Gamma = 2(E_{A_1} - E_{1/2})$, где $E_{1/2}$ — значение энергии фотонов при $D_{\text{max}}/2t$ на низкочастотном крыле A_1 -полосы. Зависимости $E_{A_1}(x)$ и $\Gamma(x)$ имеют нелинейный характер и проявляют тенденцию к насыщению. Имеется несколько причин, задающих нелинейный характер указанных зависимостей. Одной из причин является нелинейное увеличение запрещенного промежутка (см. таблицу и кривую 4 на рис. 4, а). Рассмотрим вопрос о зависимости $E_g(x)$ в рамках двухзонной модели в предположении совпадающих экстремумов зон в точке Γ зоны Бриллюэна. При квадратичном и анизотропном законе дисперсии и примесном отщеплении уровней энергии от дна зоны проводимости (или верха валентной зоны) концентрационное увеличение ширины запрещенного промежутка равно

$$E_g(x) = E_g(0) + \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{6\pi^2 x}{V \mu_{\perp} \mu_{\parallel}^{1/2}} \right)^{2/3}, \quad (1)$$

где V — объем молекулы BiJ_3 в решетке, $\mu_{\perp, \parallel}$ — приведенные массы электрона и дырки в долях массы свободного электрона m . Аппроксимация кривой 4 на рис. 4 в интервале $x=0 \div 0.005$ формулой (1) дает значение $\mu_{\perp} \mu_{\parallel}^{1/2} = 0.9$, что при значении поперечной приведенной массы $\mu_{\perp} = 0.55 m$ [8], найденной по экс-

тонному спектру $\epsilon_2(E)$ BiJ_3 , приводит к значению продольной массы $\mu_{||} = 2.7$. Последняя величина согласуется с сильной анизотропией кристаллов BiJ_3 и с значительным различием параметров решетки $a = 7.5 \text{ \AA}$ и $c = 20.6 \text{ \AA}$ (эквивалентная гексагональная ячейка). Необходимо подчеркнуть осторожность в использовании формулы (1), так как она не учитывает концентрационную деформацию решетки из-за различия ионных радиусов ионов примеси и основной решетки. Однако разумный порядок величины $\mu_{||}$, по-видимому, указывает на правильность предположения о расположении зон в k -пространстве и о сокращении зон, как одной из причин нелинейного хода $E_g(x)$ и $E_{A_1}(x)$.

Второй возможной причиной нелинейности зависимостей $E_{A_1}(x)$ и $\Gamma(x)$ является неполная растворимость примесей при больших значениях x . Известно, что неизовалентные примеси имеют малые значения предельных концентраций (порядка 0.01) при образовании атомнодисперсных твердых растворов. При $x \geq 0.01$ возникают парные центры и более сложные ассоциаты, число которых на начальных стадиях димеризации растет, как x^2 . На процессы димеризации указывает нелинейная зависимость $\Gamma(x)$. При малых x величина Γ растет почти линейно при $d\Gamma/dx(0)$, равных 4 ($\text{BiJ}_3\text{-Pb}^{2+}$), 11 ($\text{BiJ}_3\text{-Cd}^{2+}$) и 7 эВ ($\text{BiJ}_3\text{-Mn}^{2+}$). Заметим, что значения $d\Gamma/dx(0)$ на порядок выше значений $d\Gamma/dx(0)$ при изовалентном замещении [4], что является косвенным свидетельством сильных возмущений, вносимых в BiJ_3 двухвалентными примесными ионами. Процессы димеризации снижают количество рассеивающих центров, что определяет уменьшение наклона кривых $\Gamma(x)$. Образованием парных центров и более сложных ассоциатов можно объяснить также исчезновение A_2 , e_1 и e_2 пиков при $x \geq 0.01$, так как увеличивается разнообразие локализованных экситонов по энергиям их возбуждения.

Литература

- [1] G. Nannamua, E. Tosatti. RCA Rev., 36, 40, 1975.
- [2] А. И. Рыбалка, В. К. Милославский, Л. А. Агеев, В. Б. Блоха. ФТТ, 17, 2180, 1975.
- [3] И. С. Горбань, В. Ф. Горчев, А. В. Жидков, Т. Н. Сушкевич. ФТП, 10, 1785, 1976.
- [4] А. И. Рыбалка, В. К. Милославский, В. Б. Блоха. Опт. и спектр., 43, 213, 1977.
- [5] S. Hiroshi. J. Sci. Hiroshima Univ., A36, 47, 1972.
- [6] М. П. Лисица, Ф. В. Моцный, С. Ф. Терехова. Укр. физ. ж., 22, 1481, 1977.
- [7] T. Komatsu, Y. Kaifu. J. Phys. Soc. Japan, 40, 1062, 1976.
- [8] В. М. Шмандий, В. К. Милославский, В. В. Муссил. ФТТ, 21, 2409, 1979.
- [9] М. П. Лисица, Ф. В. Моцный. В сб.: Квантовая электроника, Киев, 17, 26, 1979
- [10] Y. Petroff, P. Y. Yu, Y. R. Shen. Phys. Stat. Sol. (b), 61, 419, 1974.
- [11] T. Komatsu, Y. Kaifu. J. Phys. Soc. Japan, 40, 1377, 1976.
- [12] А. И. Рыбалка, В. К. Милославский, В. М. Шмандий. Опт. и спектр., 48, 619, 1980.
- [13] V. L. Evans. Proc. Roy. Soc., A276, 136, 1963.
- [14] V. L. Bonch-Bruevich, V. D. Iskra. Phys. Stat. Sol. (b), 68, 369, 1975.
- [15] Е. Нанамуга. J. Phys. Soc. Japan, 28, 120, 1970.
- [16] В. Н. Ермаков, В. М. Ницович, Н. В. Ткач. Укр. физ. ж., 22, 653, 1977.
- [17] D. F. Blossey. Phys. Rev., B2, 3976, 1970; B3, 1381, 1971.
- [18] Дж. Слэтер. Диэлектрики, полупроводники и металлы, 337. «Мир», М., 1969.
- [19] A. D. Brothers, D. M. Wieliczka. Phys. Stat. Sol. (b), 80, 201, 1977.
- [20] G. Lukovsky, R. M. White et al. Sol. State Comm., 18, 811, 1976.
- [21] Молекулярные постоянные неорганических соединений. Справочник, 73. «Химия», Л., 1979.

Поступило в Редакцию 7 июля 1980 г.