

УДК 548 : 537.621

ОСОБЕННОСТИ ЗОННОЙ СТРУКТУРЫ
И ПОГЛОЩЕНИЕ ВБЛИЗИ КРАЯ
ФУНДАМЕНТАЛЬНОЙ ПОЛОСЫ
В ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ
 CdCr_2Se_4 и HgCr_2Se_4

М. И. Ауслендер, Н. Г. Бебенин

На основе трехзонной модели хромхалькогенидных шпинелей с учетом эффектов s , p - d -обмена полуколичественно объясняются наблюдаемые особенности спектров оптического поглощения CdCr_2Se_4 и HgCr_2Se_4 вблизи края фундаментальной полосы и температурная зависимость эффективной массы электронов в HgCr_2Se_4 . Показано, что параметры s - d - и p - d -обмена в этих материалах отрицательны, и определена величина A_v обменного интеграла: $A_v = -0.05$ эВ.

Хромовые халькогенидные шпинели CdCr_2Se_4 и HgCr_2Se_4 характеризуются довольно высокими значениями температуры Кюри T_c (130 и 110 К), имея при $T < T_c$ высокие для магнитных полупроводников значения подвижности — 10^2 — 10^3 см²/В·с. Этим объясняется большой интерес к их изучению в течение последних 20 лет [1]. Однако до сих пор обсуждение экспериментальных данных по оптическим и кинетическим свойствам этих материалов проводится разными авторами с диаметрально противоположных точек зрения. В [2, 3] была рассчитана зонная структура CdCr_2S_4 , CdCr_2Se_4 и HgCr_2Se_4 и показано, что в формировании края фундаментального поглощения участвуют p -подобная валентная зона, s -подобная зона проводимости и d -подобные зоны двух типов — пустые p - $d\gamma$ -зоны и заполненные $d\varepsilon$ -зоны, формирующие магнитные моменты ионов хрома. К аналогичным выводам в рамках метода сильной связи пришли авторы работы [4]. С другой стороны, была построена весьма сложная модель, учитывающая многоэлектронные эффекты корреляции в узких d -зонах и их гибридизацию с s - и p -зонами, но полностью игнорирующая сложную структуру одноэлектронных спектров.

Следует отметить, что с точки зрения приложений важны эффекты в широких s - и p -зонах. Материалы, где преобладает проводимость по d -зонам (например, n - CdCr_2S_4) из-за малой подвижности для полупроводниковой электроники интереса не представляют.

Цель настоящей работы — показать, что наблюдаемые особенности спектров оптического поглощения монокристаллов CdCr_2Se_4 и HgCr_2Se_4 вблизи края фундаментальной полосы и данные по температурной зависимости эффективной массы в n - HgCr_2Se_4 могут быть поняты на основе одноэлектронного подхода, модифицированного с учетом обменного взаимодействия носителей в s - и p -зонах с локализованными моментами магнитных ионов Cr^{+3} .

1. Ф о р м у л и р о в к а м о д е л и з о н н о й с т р у к т у р ы

Мы воспользуемся моделью зонной структуры [4, 5], основанной на анализе результатов нерелятивистских зонных расчетов. В этой модели предполагается следующее.

1) Дно низшей s -подобной зоны проводимости ($4s \text{ Cr} + 5s \text{ Cd}$) и ($4s \text{ Cr} + 6s \text{ Hg}$) находится в точке Γ (симметрия Γ_1).

2) Потолок валентной зоны (в основном $4p \text{ Se}$) также находится в точке Γ (симметрия Γ_{15}).

3) Вблизи s -зоны проводимости имеется «пучок» узких зон, образованных антисвязывающими $p-d\gamma$ -орбиталями — A ($4p \text{ Se} + 3d\gamma \text{ Cr}$) с симметрией Γ_{12} , Γ'_{15} , Γ'_{25} .

Связывающие партнеры — B ($4p \text{ Se} + 3d\gamma \text{ Cr}$) — находятся глубоко в валентной зоне [2, 3] и далее учитываться не будут.

Предположения (1) и (3) целиком соответствуют результатам [2, 3]. Предположение (2) согласуется с расчетом [2] для CdCr_2Se_4 , но противоречит более поздним расчетам [3], в которых вершина валентной зоны оказывается в точке Σ . Однако, поскольку ошибка расчетов в [2, 3] составляет ~ 0.2 эВ, рассчитанные положения зон являются ненадежными (например, различие в значениях энергий в точках Γ и Σ меньше 0.2 эВ). Фактически зонные параметры должны определяться из эксперимента.

В зонных расчетах [2, 3] указывается также положение очень узких $d\varepsilon$ -зон, ответственных за формирование моментов понов Cr^{+3} , что некорректно ввиду определяющей роли многоэлектронных эффектов в этих состояниях. Мы не будем рассматривать их в зонной схеме, постулируя, что $d\varepsilon$ -электроны формируют локальные моменты на узлах Cr , а взаимодействие с носителями тока можно описать в рамках « $c-l$ » ($s-d$) обменной модели [6] с гамильтонианом

$$H^{(1)} = \sum_{lx} I(\mathbf{r} - \mathbf{R}_{lx}) S_{lx} s, \quad (1)$$

где $I(\mathbf{r})$ — обменный интеграл, S_{lx} — оператор спина иона в узле $\mathbf{R}_{lx} = \mathbf{R}_l + \boldsymbol{\rho}_x$ ($S=3/2$), \mathbf{r} и s — координаты и спин носителя, $\boldsymbol{\rho}_x$ — позиция иона Cr^{+3} в примитивной ячейке.

Введение гамильтониана (1) предполагает наличие «затравочной зонной структуры», описываемой гамильтонианом $H^{(0)}$, вид которого в стандартном базисе kp -теории можно найти, например, в [7]. В этом базисе матричные элементы (1) имеют вид

$$H_{nn'}^{(1)}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = \sum_x I_{nn'}^x(\mathbf{k} - \mathbf{k}') S_x(\mathbf{k} - \mathbf{k}'), \quad (2)$$

$$I_{nn'}^x(\mathbf{q}) = \frac{1}{\Omega_0} \int d\mathbf{r} I(\mathbf{r} - \boldsymbol{\rho}_x) u_{n0}^+(\mathbf{r}) u_{n'}(\mathbf{r}) \exp(-i\mathbf{q}\mathbf{r}), \quad (3)$$

$$S_x(\mathbf{q}) = \frac{\Omega_0}{N} \sum_l S_{lx} \exp(-i\mathbf{q}\mathbf{R}_l), \quad (4)$$

Ω_0 — объем примитивной ячейки.

Рассмотрим $H^{(1)}$ в приближении среднего поля, которое обычно используется в теории полумагнитных полупроводников [8]

$$H_{nn'}^{(1)}(\mathbf{q}) = \langle S \rangle A_{nn'}^{\delta}(\mathbf{q}), \quad A_{nn'} = \sum_x I_{nn'}^x(0). \quad (5)$$

Сумма по x в (5) отлична от нуля, только если функции u_{n0} и $u_{n'0}$ преобразуются по одному неприводимому представлению группы O_h , откуда следует, что $c-l$ -обменного смешивания рассматриваемых s -, p - и $p-d\gamma$ -зон в точке Γ в приближении среднего поля нет.

Итак, $H_{nn'}^{(1)}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') \sim \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}')$, и можно использовать обычную схему метода эффективной массы. Поскольку $\langle S \rangle$ зависит от температуры, температурно-зависящими являются все характеристики зонного спектра.

Приближение (5) является удовлетворительным нулевым приближением только для широких s - и p -зон. Зоны $p-d\gamma$, согласно расчету [2, 3], являются «узкими», так как при $T=0$ их ширина оказывается приблизительно в три раза меньше обменного расщепления, которое в данном слу-

чае является хундовским и слабо уменьшается при повышении температуры.

Как известно, движение краев широких зон в ферромагнитных полупроводниках начинается уже при $T > T_c$, где $\langle S \rangle = 0$. Чтобы учесть это в теории, необходимо искать поправки к приближению (5), т. е. принять во внимание флуктуации намагниченности. Для случая широкой запрещенной зоны и простой кристаллической структуры в приближении стандартного закона дисперсии (модель EuO) эта задача была решена в пионерской работе [9]. Для шпинелей (с четырьмя ионами Cr^{+3} в примитивной ячейке и наличием близких по энергии зон) последовательный учет флуктуаций наталкивается на значительные трудности. Эти трудности хорошо известны в теории полупроводников и связаны с необходимостью детального знания затравочного спектра и матричных элементов во всей зоне Бриллюэна. Известен также простой способ обойти эти трудности путем замены затравочных значений краев зон на экспериментально наблюдаемые. Ниже будет показано, что этот рецепт оправдан и в случае рассматриваемых материалов.

Рассмотрим подробнее величины $A_{nn'}$, используя сведения из [7, 8]. Для зоны Γ_1 (Γ_{6c}) правильные волновые функции нулевого (по спин-орбитальному взаимодействию) приближения суть $S\alpha$ и $S\beta$, поэтому

$$A_{nn'} = A_c S_{\sigma\sigma'}, \quad n = (c, \sigma), \quad \sigma = \pm 1/2, \quad A_c = \langle S | \sum_x I(\mathbf{r} - \mathbf{r}_x) | S \rangle, \quad (6)$$

где S — блоховская функция Γ_1 .

С учетом спин-орбитального взаимодействия зона Γ_{15} расщепляется на Γ_8 и Γ_{6v} . Величина спин-орбитального расщепления $\Delta \approx 0.2$ эВ [2], что, как будет показано ниже, больше обменного расщепления, поэтому верхнюю зону Γ_8 можно рассматривать отдельно от Γ_{6v} . В базисе Кона—Латтинджера для Γ_8 имеем

$$\left. \begin{aligned} A_{nn'} &= \frac{1}{3} A_v J_{mm'}, \quad n = (v, m), \quad m = \pm 3/2, \pm 1/2, \\ A_v &= \langle X | \sum_x I(\mathbf{r} - \mathbf{r}_x) | X \rangle. \end{aligned} \right\} \quad (6a)$$

Здесь X, Y, Z — базисные функции представления Γ_{15} , $J_{mm'}$ — матрицы полного момента $3/2$.

Используя правила отбора для матричных элементов оператора импульса, легко показать, что \mathbf{kr} -взаимодействие не смешивает $s(\Gamma_1)$ и $p-d\gamma$ (Γ_{12} , Γ'_{15} , Γ'_{25}) зоны, так что «гибридизация» этих зон в точке Γ отсутствует.

Теперь рассмотрим зависимость энергии носителей в Γ_{6c} и Γ_8 от k . Для зоны Γ_{6c}

$$\epsilon_{c\sigma}(k) = \epsilon_{c\sigma} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_{c\sigma}}, \quad (7)$$

где $\epsilon_{c\sigma}$ — положения краев спиновых подзон. Считая, что \mathbf{kr} -взаимодействие наиболее сильно связывает зону проводимости с зонами Γ_8 и Γ_{6v} , можно ожидать, что изменение эффективной массы с шириной запрещенной зоны описывается известной формулой [7]

$$\left. \begin{aligned} m_c^{-1} &= m_0^{-1} + \frac{2|P|^2}{\hbar^2} \frac{(E_g + \frac{2}{3}\Delta)}{E_g(E_g + \Delta)}, \\ P &= -\frac{i\hbar}{m_0} \langle S | p_x | X \rangle, \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

где m_0 — масса свободного электрона, E_g относится к нижней спиновой подзоне. В (8) учтено, что $|A_v \langle S \rangle| \ll E_g, \Delta$. Если E_g меняется сильно, должна наблюдаться существенная температурная зависимость m_c . Действительно, в HgCr_2Se_4 эффективная масса электронов меняется от $0.3m_0$ до $0.15m_0$ при изменении температуры от 300 до 4.2 К [10]; ширина запрещенной зоны при этом меняется от 0.8 до 0.3 эВ [11]. Как величины

m_c , так и характер температурных зависимостей m_c и E_g показывают, что во всяком случае при $T \leq 300$ К в плазменное отражение вносят вклад электроны в одной широкой зоне (Γ_1). Тогда из (8) получаем

$$\lambda = \frac{m_c^{-1}(4.2 \text{ К}) - m_0^{-1}}{m_c^{-1}(300 \text{ К}) - m_0^{-1}} \approx 2.5,$$

тогда как из данных для m_c следует $\lambda = 2.4$.

Для зоны Γ_8 нахождение спектра при произвольных $\langle S \rangle$ требует решения уравнения четвертого порядка. Упрощение возможно при $T \ll T_c$, когда характерная кинетическая энергия дырок много меньше величины p - d -обменного расщепления $|A_v \langle S \rangle|$. Задача о спектре в этой ситуации

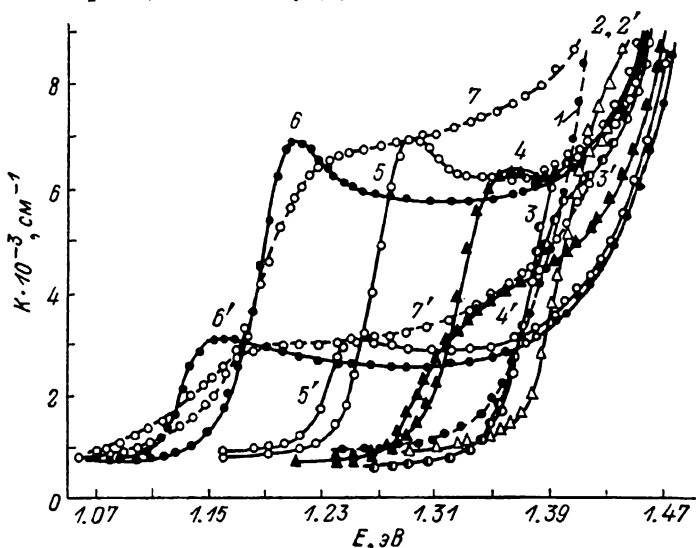


Рис. 1. Зависимости коэффициента поглощения от энергии фотона для неполяризованного (1), право- (2—7) и лево- (2'—7') циркулярно-поляризованного света.

T , К: 1 — 293; 2, 2' — 197; 3, 3' — 162; 4, 4' — 135; 5, 5' — 113; 6, 6' и 7, 7' — 16. 1—6, 2'—6' — специально нелегированный CdCr_2Se_4 ; 7, 7' — CdCr_2Se_4 : 4% In [12].

для полумангнитных полупроводников была решена в [8] при пренебрежении гофрировкой. В общем случае спектр дырок будет квадратичным, а поверхности постоянной энергии эллипсоидальными,

$$\varepsilon_{nm}(\mathbf{K}) = \frac{m}{3} A_v |\langle S \rangle| + \frac{\hbar^2}{2} (M_{h,i}^{-1})_{ij} k_i k_j, \quad (9)$$

$M_{h,i}^{-1}$ — тензоры обратных эффе́ктивных масс для тяжелых ($m = \pm 3/2$) и легких ($m = \pm 1/2$) дырок

$$\frac{\hbar^2}{2} (M_{h,i}^{-1})_{ij} = \delta_{ij} (\gamma_1 \pm \gamma_2 \mp 3\gamma_2 n_i^2) \mp 3(1 - \delta_{ij}) \gamma_3 n_i n_j, \quad (10)$$

$\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ — параметры Латтинджера; $n = \langle S \rangle / |\langle S \rangle|$.

2. Интерпретация экспериментальных данных по оптическому поглощению вблизи края фундаментальной полосы

На рис. 1, заимствованном из [12], показана частотная зависимость коэффициента поглощения CdCr_2Se_4 при различных температурах. Помимо красного сдвига края поглощения, для представленных кривых характерно, во-первых, то, что при низких температурах поглощение лево-поляризованного света начинается при меньших (приблизительно на 0.05 эВ) энергиях, чем правополяризованного; во-вторых, на краю поглощения имеется характерный пик, исчезающий при легировании.

На рис. 2 представлены частотные зависимости $(K\hbar\omega)^2$ (K — коэффициент поглощения), рассчитанные, согласно данным [13], для образца, в котором пик на краю поглощения не наблюдался ($T=16$ К). Экспериментальные точки прекрасно ложатся на прямые

$$\left. \begin{aligned} (K_{\pm}\hbar\omega)^2 &= B_{\pm}^2 (\hbar\omega - E_g^{\pm}), \\ B_+ &= 2.5 \cdot 10^4 \text{ эВ}^{1/2} \text{ см}^{-1}, E_g^+ = 1.2 \text{ эВ}, \\ B_- &= 1.0 \cdot 10^4 \text{ эВ}^{1/2} \text{ см}^{-1}, E_g^- = 1.15 \text{ эВ}. \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Это доказывает, что переходы, формирующие при $T < T_c$ край поглощения, являются прямыми разрешенными, как это и должно быть в рассматриваемой нами модели зонной структуры. Величины коэффициентов поглощения также являются типичными для прямых переходов зона—зона [14].

Поскольку переходы идут с изменением m на ± 1 , из (9) следует, что

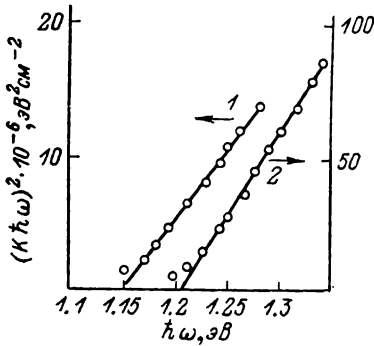


Рис. 2. Зависимость величины $(k\hbar\omega)^2$ от энергии фотона в CdCr_2Se_4 : 4 % In. 1 — левая поляризация, 2 — правая поляризация; $T = 16$ К.

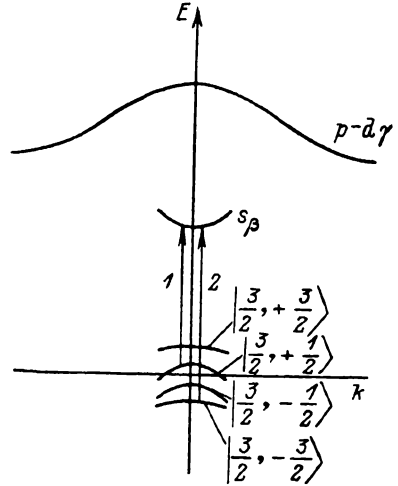


Рис. 3. Схема зонной структуры и оптических переходов, формирующих край поглощения в CdCr_2Se_4 и HgCr_2Se_4 в ферромагнитной области.

более раннее на 0.05 эВ начало поглощения левополяризованного света означает $|A_p| = 0.05$ эВ ($|\langle S \rangle| \approx 3/2$).

Конечным состоянием может быть либо одно из p - $d\gamma$ -состояний, либо s -состояние со спином \uparrow (α) или \downarrow (β). Большая величина красного сдвига говорит о том, что при $T < T_c$ конечным является s -состояние Γ_{6c} . Матричные элементы оператора импульса $p^{\pm} = (p_x \pm ip_y)/\sqrt{2}$ на волновых функциях Γ_{6c} и Γ_8 равны

$$\left. \begin{aligned} \left| \langle S\alpha | p^- | \frac{3}{2}, +\frac{3}{2} \rangle \right|^2 &= \left| \langle S\beta | p^+ | \frac{3}{2}, -\frac{3}{2} \rangle \right|^2 = \frac{m_0^2 |P|^2}{\hbar^2}, \\ \left| \langle S\alpha | p^+ | \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \rangle \right|^2 &= \left| \langle S\beta | p^- | \frac{3}{2}, +\frac{1}{2} \rangle \right|^2 = \frac{m_0^2 |P|^2}{3\hbar^2}. \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

Из этих равенств следует, что если параметры дырочных эллипсоидов (5) близки, то величины B для переходов из состояний с $m = \pm 3/2$ должны быть приблизительно в три раза больше, чем для переходов из состояний с $m = \pm 1/2$. Поскольку $B_+ = 2.5$ В, переходы могут идти только в состояние $S\beta$. Таким образом, $A_c, A_v < 0$, и мы приходим к схеме переходов, изображенной на рис. 3.

Наш анализ поляризационных зависимостей следует в основном [8], однако нам не удалось определить A_c из-за гигантских величин обменного расщепления в Γ_{6c} .

В [13] было высказано предположение, что пик на краю поглощения связан с возбуждением экситона. Общий вид кривой и величина коэффи-

циента поглощения в области пика, а также его исчезновение в твердом растворе CdCr_2Se_4 . In_x с ростом x в самом деле типичны для случая возбуждения экситона при прямых разрешенных переходах [14, 15].

Теперь обратимся к рассмотрению области $\hbar\omega \geq 1.4$ эВ. Здесь наблюдается уже не красный, а голубой сдвиг во всей области температур, причем последовательность кривых поглощения право- и левополяризованного света обратна той, что наблюдается на краю поглощения. Следовательно, за поглощение в этой области энергий не могут быть ответственны переходы в Γ_{6c} . Поблизости от s -зоны имеется единственная группа зон, переходы в которую из Γ_8 являются разрешенными, — это пучок $p-d\gamma$ -зон с большой плотностью состояний. Очевидно, резкий рост коэффициента поглощения при $\hbar\omega \approx 1.4$ эВ вызван переходами из валентной зоны в эти состояния.

При высоких температурах ($T > 200$ К) рост поглощения начинается вблизи 1.4 эВ, причем край поглощения не имеет богатой структуры, характерной для низких температур. По-видимому, при $T > 200$ К в CdCr_2Se_4 дно s -зоны находится несколько выше края $p-d\gamma$ -зон в точке Γ . При понижении температуры происходит их пересечение, что приводит к наблюдавшейся в [16] резкой смене голубого сдвига края поглощения красным. Поскольку сдвиг $p-d\gamma$ -зон продолжает оставаться голубым, пик A в спектрах термоотражения [19] расщепляется на два. Следует подчеркнуть, что это расщепление не связано с расщеплением Γ_{6c} на спиновые подзоны; при отсутствии магнитного поля последнее возникает только при $T < T_c$, что проявляется в резком уменьшении коэффициента поглощения левополяризованного и различии в энергии края поглощения право- и левополяризованного света (рис. 1, кривые 4, 4').

Спектры фундаментального поглощения HgCr_2Se_4 [18] схожи со спектрами CdCr_2Se_4 . В частности, при $T \ll T_c$ отношение B_+/B_- несколько больше трех, а при $\hbar\omega \approx 0.9$ эВ происходит смена красного сдвига голубым с изменением порядка следования кривых для право- и левополяризованного света. Правда, на краю поглощения HgCr_2Se_4 отсутствуют максимумы, но это можно объяснить меньшей энергией связи экситона и существенно более высокой дефектностью нелегированных кристаллов HgCr_2Se_4 . Однако при низких температурах на кривых поглощения имеется четко выраженное плато, связанное, по-видимому, с экситонным континуумом [15].

Для HgCr_2Se_4 можно оценить $|P|^2$ с помощью (8), так как m_c и E_g известны для всех T . Оказывается, что $|P|^2 \approx 1.9 \cdot 10^{-39} \text{ г}^2\text{см}^6/\text{с}^4$.

В парамагнитной области для неполяризованного света коэффициент B дается формулой [15]

$$B = \frac{2}{3} \frac{2e^2}{nc\hbar} \left(\frac{2\mu}{\hbar^2} \right)^{3/2} |P|^2, \quad n = \epsilon_\infty^{1/2}, \quad \left. \begin{array}{l} \\ \mu^{-1} = m_c^{-1} + m_{hh}^{-1} \end{array} \right\} \quad (13)$$

(считается, что переходы идут в основном из зоны тяжелых дырок). Подставляя в (13) $\epsilon_\infty = 11$, найденное значение $|P|^2$ и m_c ($T = 110$ К) $= 0.18m_0$ и принимая $m_{hh} = 0.5m_0$, получаем $B = 1.4 \cdot 10^4 \text{ эВ}^{1/2} \text{ см}^{-1}$. С другой стороны, для $T = 110$ К экспериментальные точки [18] хорошо ложатся на кривую $K\hbar\omega = 1.2 \cdot 10^4 (\hbar\omega - 0.6)^{1/2} \text{ эВ см}^{-1}$. Удовлетворительное согласие вычисленного и экспериментального значений B свидетельствует о разумности рассматриваемой модели зонной структуры.

Температурная зависимость края поглощения в HgCr_2Se_4 при $T > T_c$ является весьма плавной с очень слабо выраженным максимумом при $T \approx 300$ К. С другой стороны, в $n\text{-HgCr}_2\text{Se}_4$ (в отличие от $n\text{-CdCr}_2\text{Se}_4$) даже при $T > T_c$ подвижность превышает $10 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Это наводит на мысль о том, что в HgCr_2Se_4 пересечения s - и $p-d\gamma$ -зон в точке Γ , возможно, не происходит; к сожалению, данных по оптическому поглощению [18] недостаточно для однозначного вывода.

Ясно, что существенно меньшая величина красного сдвига в CdCr_2Se_4 по сравнению с HgCr_2Se_4 может и не означать большой разницы в величии

нах обменных параметров A_c . По нашему мнению, различие в величинах красного сдвига есть следствие различий в величинах E_g и в относительном расположении и $p-d$ -зон.

Авторы признательны Н. Н. Лошкаревой, Б. А. Гижевскому и Ю. П. Сухорукову за полезное обсуждение настоящей работы.

Л и т е р а т у р а

- [1] Белов К. П. и др. Магнитные полупроводники — халькогенидные шпинели. М.: Изд-во МГУ, 1981. 279 с.
- [2] Kambara T., Oguchi T., Gondaira K. I. J. Phys. C, 1980, vol. 13, N 8, p. 1493—1511.
- [3] Oguchi T., Kambara T., Gondaira K. I. Phys. Rev. B, 1980, vol. 22, N 2, p. 872—879; Oguchi T., Kambara T., Gondaira K. I. Phys. Rev. B, 1981, vol. 24, N 6, p. 3441—3444.
- [4] Веселаго В. Г., Тугушев В. В. Препринт № 227, ИОФ АН СССР, 1984. 48 с.
- [5] Гавричков С. Г., Ерухимов М. Ш., Овчинников С. Г., Эдельман И. С. ЖЭТФ, 1986, т. 90, № 4, с. 1275—1287.
- [6] Нагаев Э. Л. Физика магнитных полупроводников. М.: Наука, 1979. 432 с.
- [7] Бир Г. Л., Пикус Г. Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М.: Наука, 1972. 504 с.; Цидильковский И. М. Зонная структура полупроводников. М.: Наука, 1978. 328 с.
- [8] Gaj J. A., Ginter J., Galazka R. R. Phys. St. Sol. (b), 1978, vol. 89, N 2, p. 655—662.
- [9] Rys F., Helman J. C., Baltensperger W. Phys. Kondens. Materie, 1967, vol. 6, N 2, p. 105—125.
- [10] Selmi A., Le Toullec R., Faymonville R. Phys. St. Sol. (b), 1982, vol. 114, N 2, p. K97—K99; Гижевский Б. А., Самохвалов А. А., Костылев В. А., Лошкарева Н. Н. и др. ФТТ, 1984, т. 26, № 9, с. 2647—2650.
- [11] Arai T., Wakaki M., Onari S. et al. J. Phys. Soc. Japan, 1973, vol. 34, N 1, p. 68—73.
- [12] Голик Л. Л., Кунькова З. Э., Аминов Т. Г., Калинин В. Т. ФТТ, 1980, т. 22, № 3, с. 877—880.
- [13] Голик Л. Л., Кунькова З. Э., Паксеев В. Е., Аминов Т. Г., Шабунина Г. Г. ФТТ, 1984, т. 26, № 10, с. 3080—3085.
- [14] Уханов Ю. И. Оптические свойства полупроводников. М.: Наука, 1977. 368 с.
- [15] Джонсон Е. В кн.: Оптические свойства полупроводников. М.: Мир, 1970, с. 166—277.
- [16] Lehmann H. W., Harbeke G. J. Appl. Phys., 1967, vol. 38, N 3, p. 946—953.
- [17] Stoyanov S. G., Iliev M. N., Stoyanova S. P. Phys. St. Sol. (a), 1975, vol. 30, N 1, p. 133—140.
- [18] Кунькова З. Э., Голик Л. Л., Паксеев В. Е. ФТТ, 1983, т. 25, № 6, с. 1877—1879.

Институт физики
металлов УрО АН СССР
Свердловск

Поступило в Редакцию
12 января 1987 г.
В окончательной редакции
10 июля 1987 г.