

ВНУТРИЦЕНТРОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ЭФФЕКТЕ ФАРАДЕЯ СО-СОДЕРЖАЩИХ ПОЛУМАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

© С.В.Мельничук, А.И.Савчук, Д.Н.Трифоненко

Черновицкий государственный университет,
274012 Черновцы, Украина
(Поступила в Редакцию 18 августа 1995 г)

Исследуется влияние внутрицентровых переходов на спектральную зависимость константы Верде $V(E)$ в Со-содержащем полумагнитном полупроводнике $Cd_{1-x}Co_xTe$. Показано, что учет внутрицентровых переходов позволяет объяснить немонотонный характер низкотемпературной зависимости $V(E)$ в области энергий фотонов вблизи края фундаментального поглощения.

За последние два десятилетия полумагнитные полупроводники (ПМП) выделились в новый класс материалов, а их исследования сформировали перспективное направление в физике твердого тела. Большинство из проведенных исследований посвящено твердым растворам типа $A_{1-x}M_xB^6$ или легированным кристаллам A^2B^6 : М, где в качестве магнитной компоненты М использованы ионы Mn^{2+} . Именно на Mn-содержащих ПМП впервые были обнаружены уникальные магнитооптические эффекты большого расщепления зонных и экситонных состояний и гигантский эффект Фарадея, обусловленные сильным обменным взаимодействием между локализованными магнитными моментами Mn^{2+} и делокализованными моментами зонных электронов (так называемое $s, p-d$ -обменное взаимодействие). Наряду с этим стали появляться публикации, отражающие специфику свойств других переходных металлов из группы железа и редкоземельных элементов в базовой матрице. В частности, для Со-содержащих ПМП, по данным недавних исследований [1,2], межионное $d-d$ -обменное взаимодействие значительно сильнее, чем в классической системе $A_{1-x}Mn_xB^6$. С другой стороны, константы $s, p-d$ -обменного взаимодействия для этих двух групп ПМП мало отличаются друг от друга [3]. Кроме того, внедрение ионов Со в кристаллическую решетку симметрии T_d или S_{3v} сопровождается появлением целой группы энергетических уровней внутрицентрового характера, переходы между которыми наблюдаются в спектре поглощения в области энергий фотонов, меньших ширины запрещенной зоны кристалла ($E \leq E_g$). Ранее в работе [4] нами изучалась структура внутрицентровых переходов по спектрам магнитопоглощения. В настоящей работе теоретически и экспериментально изучено влияние внутрицентровых переходов на спектральную зависимость фарадеевского вращения в кристаллах $Cd_{1-x}Co_xTe$.

1. Экспериментальные методики

Измерения угла фарадеевского вращения плоскости поляризации θ в зависимости от длины волны падающего излучения проводились с использованием двух различных методик. В первом случае прошедшее через образец излучение призмой Волластона разделялось на два световых потока, модулируемых затем с фазовым сдвигом 180° . В отсутствие магнитного поля схема балансировалась путем уравнивания интенсивностей двух потоков излучения, а появляющийся при включении магнитного поля сигнал разбалансировки автоматически регистрировался. Стационарное магнитное поле напряженностью до 32 кОе создавалось электромагнитом СП-58Б с водяным охлаждением. Во втором варианте эксперименты выполнялись в сильном импульсном магнитном поле напряженностью до 250 кОе. Дифракционные монохроматоры МДР-3 и МДР-23 обеспечивали возможность исследований в спектральном интервале 700–1000 нм с разрешающей способностью не хуже 0.3 нм. Источником излучения служила галогенная лампа накаливания с кварцевым баллоном. Для низкотемпературных измерений в интервале 5–295 К исследуемые образцы монтировались на хладопроводе гелиевого оптического криостата.

Монокристаллы $\text{Cd}_{1-x}\text{Co}_x\text{Te}$ ($x \leq 0.02$) были выращены вертикальным методом Бриджмена или методом горизонтально направленной кристаллизации. Узость композиционного интервала исследованных твердых растворов обусловлена ограниченной растворимостью кобальта в теллуриде кадмия. Состав задавался загрузкой исходных компонент и контролировался с помощью атомно-абсорбционного и микронзондового анализов.

2. Расчет

В качестве количественной характеристики величины эффекта Фарадея выступает константа Верде $V = \frac{\theta}{Hd}$. Угол вращения плоскости поляризации θ зависит от энергии падающего света E

$$\theta = \frac{Ed}{2\hbar c} \left(n^+(E) - n^-(E) \right), \quad (1)$$

где d — толщина образца, H — напряженность магнитного поля, $n^\pm(E)$ — показатели преломления для право- и левополяризованной компонент падающего света. При изучении эффекта Фарадея в ПМП общее выражение (1) требует модификации, связанной с учетом как магнитной системы атомов, так и их обменного взаимодействия со свободными носителями.

Описание спектральной зависимости угла фарадеевского вращения проводилось в различных моделях, в том числе и в рамках микроскопического подхода с учетом зависимости $s, p-d$ -обменного интеграла от квазиимпульса [5]. Учет $s, p-d$ -обменного взаимодействия для соединений Мп является достаточным, поскольку основное состояние (орбитальный синглет 6A_1) отдалено энергетически от первого возбужденного на значительную величину (~ 2 eV). В случае Co^{2+} в исследуемом

интервале спектра (1.2–1.55 eV) существуют области внутрицентрового поглощения [4]. Переходы между основным и возбужденными уровнями существенным образом влияют на спектральную зависимость θ .

Вклад внутрицентровых переходов в угол поворота плоскости поляризации света можно выделить из общего соотношения [6]

$$\theta(E) = \frac{\pi e^2 EN(\langle n \rangle^2 + 2)^2}{9mc\langle n \rangle} \sum_{a,b} \left[\frac{(E + i\frac{\gamma_{ba}}{2})}{E_{ba} (E_{ba}^2 - E^2 + \frac{\gamma_{ba}^2}{4}) - iE\gamma_{ba}} \right] (f_{ba}^+ - f_{ba}^-). \quad (2)$$

Суммирование в (2) ведется по энергетическим разностям ($E_{ba} = E_b - E_a$) с учетом бoльцмановского заполнения (ρ_a^0) нижних уровней; f_{ba}^\pm — сила осциллятора электродипольных переходов для лево- и правополяризованного света,

$$f_{ba}^\pm = \frac{2mE_{ba}}{\hbar e^2} \left| \langle b | \frac{e}{m} E E_{ba} r_\pm | a \rangle \right|^2 \rho_a^0, \quad (3)$$

N — концентрация примеси, $\langle n \rangle$ — показатель преломления матрицы, параметр γ_{ba} учитывает затухание.

Гамильтониан иона Co^{2+} в кристаллическом поле (H_{cf}) симметрии T_d с учетом спин-орбитального (H_{so}) и зеемановского (H_z) взаимодействий имеет вид

$$H = H_0 + H_{cf} + H_{so} + H_z, \quad (4)$$

где H_0 — гамильтониан изолированного иона,

$$H_{so} = \lambda(LS), \quad (5)$$

$$H_z = \mu_B H (L_z + 2S_z), \quad (6)$$

λ — константа спин-орбитального взаимодействия, μ_B — магнетон Бора, H — напряженность магнитного поля.

Исследуемая область спектра отвечает переходам с орбитально-го синглета ${}^4\Gamma_2({}^4F)$ на орбитальный триплет ${}^4\Gamma_4({}^4P)$. Параметр кристаллического поля $Dq = 1140 \text{ cm}^{-1}$ [7]. Учет H_{so} ($\lambda_{\Gamma_2} = -120 \text{ cm}^{-1}$, $\lambda_{\Gamma_4} = -180 \text{ cm}^{-1}$ [7]) во втором порядке теории возмущений приводит к дальнейшему расщеплению уровней (рис. 1).

Волновые функции спин-орбитальных состояний Γ_8 (${}^4\Gamma_2({}^4F)$) и $\Gamma_7\Gamma_8^\varphi, \Gamma_8^\psi, \Gamma_6$ (${}^4\Gamma_4({}^4P)$) определялись как линейные комбинации произведений [8]

$$\Psi_{\Gamma\gamma} = \sum_{\gamma_1, \gamma_2} \langle \Gamma_1 \gamma_1, \Gamma_2 \gamma_2 | \Gamma\gamma \rangle \Psi_{\Gamma_1 \gamma_1} \Psi_{\Gamma_2 \gamma_2}, \quad (7)$$

где $\langle \Gamma_1 \gamma_1, \Gamma_2 \gamma_2 | \Gamma\gamma \rangle$ — коэффициенты Клебша–Гордана, $\Psi_{\Gamma_1 \gamma_1}, \Psi_{\Gamma_2 \gamma_2}$ — волновые функции орбитального и спинового подпространств. Например, для состояний $\Gamma_7({}^4\Gamma_4({}^4P))$

$$\Psi_{-1/2} = 1/\sqrt{2} |1 \bar{1} 2\rangle + 1/\sqrt{6} |\bar{1} 3 2\rangle - 1/\sqrt{6} (|2 \bar{3} 2\rangle - |\bar{2} 3 2\rangle),$$

$$\Psi_{1/2} = -1/\sqrt{2} |\bar{1} 1 2\rangle - 1/\sqrt{6} |1 \bar{3} 2\rangle - 1/\sqrt{6} (|2 3 2\rangle - |2 \bar{3} 2\rangle),$$

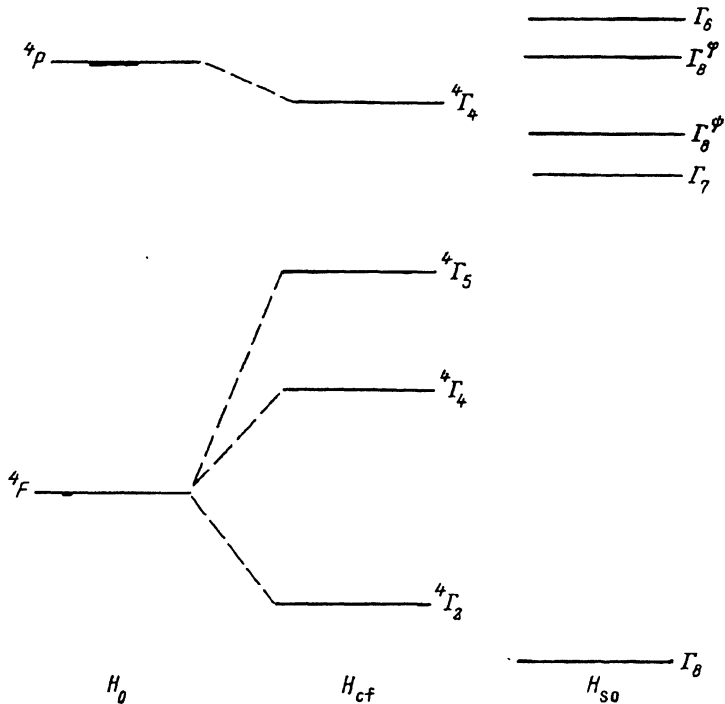


Рис. 1. Схема расщепления орбитальных уровней ${}^4\Gamma_2({}^4F)$ и ${}^4\Gamma_4({}^4P)$ Co^{2+} в кристаллах $\text{Cd}_{1-x}\text{Co}_x\text{Te}$.

где черта в функции $|M_L M_S\rangle$ означает отрицательную проекцию соответствующего момента. Влияние магнитного поля на полученные уровни находим в первом порядке теории возмущений по H_z .

Подставляя полученный энергетический спектр в (2), получим вклад внутрицентровых переходов в спектральную зависимость угла фарадеевского вращения (рис. 2, а).

3. Экспериментальные результаты и обсуждение

Результаты измерения константы Верде $V(E)$ для исследуемого образца в зависимости от энергии фотонов при двух температурах показаны на рис. 2, б. При температуре жидкого гелия зависимость $V(E)$ содержит несколько экстремумов, и постоянная Верде несколько раз меняет знак. На соответствующей кривой при комнатной температуре отсутствуют какие-либо спектральные особенности, и она качественно подобна дисперсии фарадеевского вращения для базового кристалла CdTe .

Наблюдаемый сложный характер низкотемпературной зависимости $V(E)$ можно объяснить участием в эффекте Фарадея внутрицентровых переходов в ионах Co^{2+} . Действительно, в соответствующем спектральном интервале ранее была зафиксирована структура в спектре поглощения легированных кристаллов $\text{CdTe}:\text{Co}$ [4,7], обусловленная переходами между состояниями $\Gamma_8({}^4\Gamma_2)$ и $\Gamma_7({}^4\Gamma_4)$. На основе проведенно-

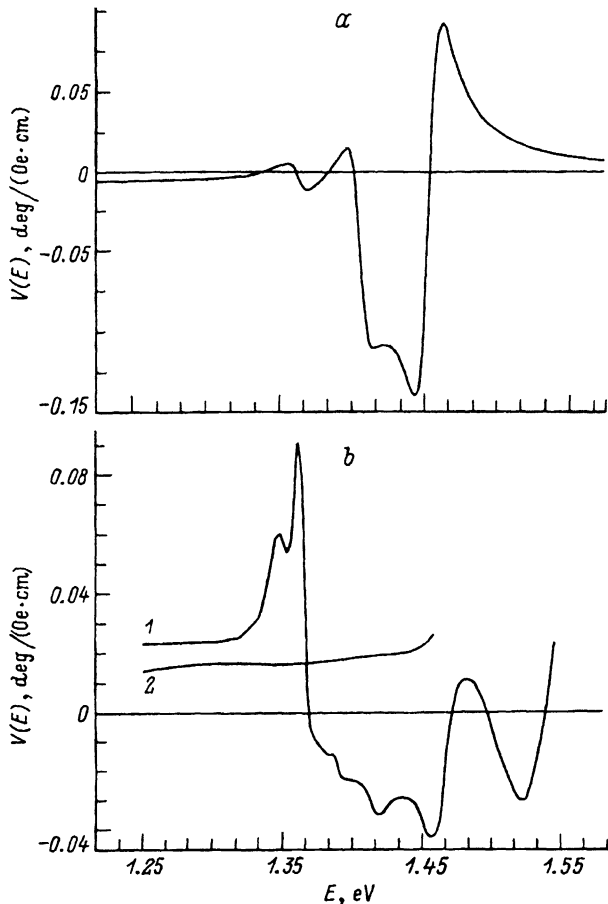


Рис. 2. Спектральная зависимость константы Верде для $\text{Cd}_{1-x}\text{Co}_x\text{Te}$.
 а — расчет, б — эксперимент. $T(\text{K})$: 1 — 5, 2 — 295.

го выше теоретического рассмотрения две наиболее интенсивные положительные полосы (кривая 1 на рис. 2, б) с максимумами при $E = 1.348$ и 1.362 eV можно сопоставить переходам $\Gamma_8(^4\Gamma_2) \rightarrow \Gamma_7, \Gamma_8^\varphi, \Gamma_8^\psi, \Gamma_6(^4\Gamma_4)$ (рис. 1). Расчетная и экспериментальная кривые лучше всего совпадают при значении параметра затухания $\gamma_{ba} = 130 \text{ cm}^{-1}$. С другой стороны, сильное расхождение результатов для третьего, наиболее коротковолнового положительного пика при $E = 1.485$ eV, по-видимому, обусловлено влиянием отрицательного по знаку вклада в фарадеевское вращение от $s, p-d$ -обменного взаимодействия между зонными носителями и магнитными ионами. Оценить этот вклад не представляется возможным ввиду отсутствия сведений об обменных константах для кристалла $\text{Cd}_{1-x}\text{Co}_x\text{Te}$. Однако очевидно, что такой вклад возрастает по мере приближения энергии фотонов к значению E_g , что и отражается на форме наблюдаемой экспериментально спектральной зависимости фарадеевского вращаения.

Список литературы

- [1] Giebultowicz T.M., Klosowski P., Rhyne J.J., Udovic T.J., Furdyna J.K., Girit W. Phys. Rev. **B41**, 1, 504 (1990).
- [2] Levicki A., Shindler A.I., Miotkowski I., Furdyna J.K. Phys. Rev. **B41**, 7, 4653 (1990).
- [3] Twardowski A. Physica Scripta **T39**, 124 (1991)
- [4] Бабий П.И., Личук М.В., Савчук А.И., Мельничук С.В., Ватаманюк П.П., Гавалешко Н.П. ФТТ. **27**, 4, 1124 (1985).
- [5] Hugonnard-Bruyere S., Buss C., Vouilloz F., Frey K., Flytzanis C. Phys. Rev. **B50**, 4, 2200 (1994)
- [6] Shen Y R. Phys. Rev. **133**, 2A, 511 (1964)
- [7] Бабий П.И., Букивский П.Н., Гавалешко Н.П., Гнатенко Ю.П. Препринт ИФ АН УССР № 21. Киев (1982). 25 с.
- [8] Koster G.F., Dimmock J.O., Wheeler R.G., Statz H.P. Properties of the Thirty-Two Point Group. MIT Press. (1963).