

- [7] Войцеховский А. И., Крайчинский А. Н., Мизрухин Л. В., Шаховцов В. И. Влияние интенсивности гамма и электронного облучения на кинетику накопления радиационных дефектов в *n*-Ge. — Письма ЖТФ, 1981, т. 7, в. 17, с. 1054—1057.
- [8] Байрамсагатов Т. С., Добровинский Ю. М., Митин В. И., Невзоров В. А. Радиационные эффекты в кремниевых диодных структурах при различных интенсивностях электронного облучения. — В кн.: Эффекты влияния внешних воздействий в полупроводниках и полупроводниковых приборах. Ташкент, 1985, с. 50—59.

Ташкентский государственный университет им. В. И. Ленина

Получено 16.04.1987
Принято к печати 22.07.1987

ФТП, том 22, вып. 3, 1988

ОСОБЕННОСТИ ДИСПЕРСИИ ФАРАДЕЕВСКОГО ВРАЩЕНИЯ В ПОЛУМАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Савчук А. И., Деркач Б. Е., Ватаманюк П. П., Савицкий А. В.,
Ульяницкий К. С.

Характерными особенностями полумагнитных полупроводников являются обнаруженные во внешнем магнитном поле гигантские спиновые расщепления экситонных состояний и, как следствие, значительное усиление величины эффекта Фарадея в области края фундаментального поглощения. Своим проявлением они обязаны обменному взаимодействию между зонными носителями заряда и локализованными магнитными моментами *d*-ионов [^{1, 2}]. Большая часть экспериментальных и теоретических работ по изучению оптических и магнитооптических свойств полумагнитных полупроводников посвящена рассмотрению систем $A^{IV}B^{VI}$: Me или $A_{1-x}^IVMe_xB^{VI}$ (Me — ион переходного металла), где эти эффекты наиболее ярко выражены.

В настоящей работе сообщается о ранее не наблюдавшихся особенностях в спектральной зависимости эффекта Фарадея полумагнитных полупроводников, которые присущи как интенсивно исследуемому в последнее время $Cd_{1-x}Mn_xTe$, так и малоизученным смешанным кристаллам $Pb_{1-x}Mn_xI_2$.

Монокристаллы обоих твердых растворов выращивались методом Бриджмена. Измерения спектров фарадеевского вращения при температурах 5–300 К проводились по методике, описанной в работе [3]. На рис. 1 представлены экспериментальные зависимости угла вращения плоскости поляризации от энергии падающих фотонов для образцов «чистого» CdTe (точки 1), $Cd_{0.99}Mn_{0.01}Te$ (2) и $Cd_{0.8}Mn_{0.2}Te$ (3) при комнатной температуре. Видно, что изменение содержания марганца в твердом растворе приводит к существенной перестройке спектра фарадеевского вращения. По данным предыдущих работ [^{1, 2}], изменения, происходящие при переходе от CdTe к $Cd_{1-x}Mn_xTe$, в основном заключались в увеличении угла вращения и смещении участка крутого роста $\theta(E)$ в коротковолновую сторону. Наши данные содержат также аномалии, связанные с изменением знака θ , причем для одного из образцов на зависимости $\theta(E)$ отчетливо видна инверсия знака угла вращения (кривая 2). Образцы $Cd_{1-x}Mn_xTe$ с большим *x* характеризуются в исследуемой спектральной области большим по величине отрицательным вращением (кривая 3). Как показали исследования, вид дисперсионных кривых фарадеевского вращения в значительной степени зависит от температуры кристалла. Для примера на рис. 2 приведены изменения спектра фарадеевского вращения другого смешанного кристалла $Pb_{1-x}Mn_xI_2$, вызванные изменением температуры. В этом случае зависимость $\theta(E)$ при комнатной температуре не отличается от типичной для большинства полупроводников [4], однако при понижении температуры положительное вращение сменяется отрицательным. Для состава $Pb_{0.99}Mn_{0.01}I_2$ не удавалось путем понижения температуры до 5 К полностью перейти к отрицательным значениям θ , однако при больших *x* зависимость $\theta(E)$ становилась подобной 3 на рис. 1. Аналогичную тем-

пературную трансформацию спектров фарадеевского вращения можно было наблюдать и для кристаллов $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ с небольшими x . Таким образом, в различных по химическому составу и кристаллической структуре магнитосмешанных системах $\text{CdTe}-\text{MnTe}$, $\text{PbI}_2-\text{MnI}_2$ имеет место сходство в проявлении аномалий эффекта Фарадея, по-видимому, свидетельствующее об общих физических механизмах, отвечающих за эти аномалии.

Прежде всего необходимо подчеркнуть, что обнаруженная инверсия знака фарадеевского вращения не может быть связана с обычной аномальной дисперсией $\theta(E)$ вследствие экситонного поглощения. В наших экспериментах толщина образцов была значительной и из-за высокой оптической плотности в экситон-

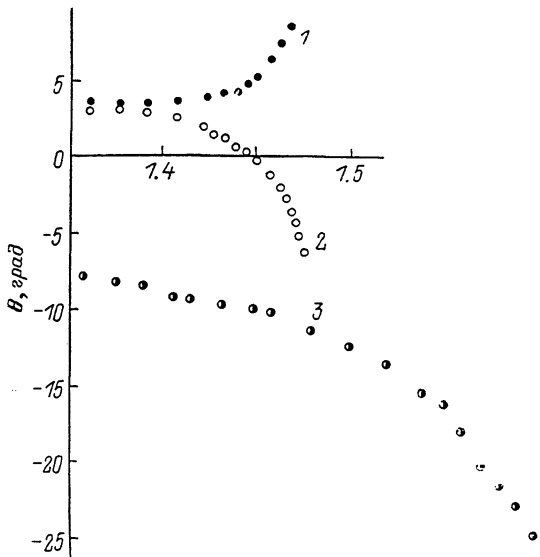


Рис. 1. Спектральная зависимость угла фарадеевского вращения в $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ при $T=300$ К, $H=15$ кЭ.

x : 1 — 0, 2 — 0.01, 3 — 0.2.

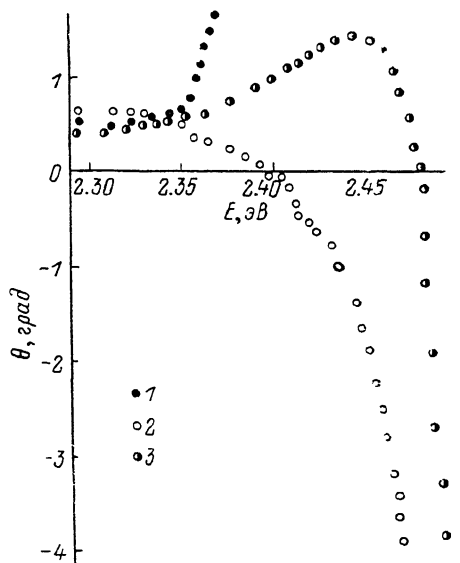


Рис. 2. Спектральная зависимость угла фарадеевского вращения в $\text{Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{I}_2$ ($x=0.01$) при $H=25$ кЭ.

T , К: 1 — 300, 2 — 77, 3 — 5.

ной области «прорабатывался» участок, удаленный от предполагаемой точки инверсии. В общем виде зависимость $\theta(E)$ можно представить состоящей из суммы трех вкладов:

$$\theta(E) = \theta_1(E) + \theta_2(E) + \theta_3(E). \quad (1)$$

Первый вклад описывается известным выражением для междузонного эффекта Фарадея в прямозонных полупроводниках $\theta_1(E) \sim A_1(E_g - E)^{-1/2}$ [4], а второй учитывает электрон-дырочное взаимодействие и характеризуется зависимостью $\theta_2(E) \sim A_2(E_0 - E)^{-2}$ [2]. Константы A_1 и A_2 содержат определяющий знаки этих вкладов g -фактор, который в магнитосмешанных системах модифицируется к виду [5]

$$g^* = g_0 + \frac{xJ \langle S_z \rangle}{\mu_B H}. \quad (2)$$

Здесь g_0 — обычный g -фактор (для CdTe и PbI_2), μ_B — магнетон Бора, H — напряженность внешнего магнитного поля, $\langle S_z \rangle$ — среднее значение намагниченности магнитопримесной подсистемы, J — обменная константа, состоящая из комбинации обменных интегралов $J_{e,h}$ взаимодействия электронов и дырок с ионами Mn^{2+} (в простейшем случае $J = J_e + J_h$). Воспользовавшись известными данными $J_e = 0.22$ эВ, $J_h = -0.88$ эВ для $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ [6], получим $J < 0$, что при низких температурах и больших x приводит к отрицательным значениям вкладов $\theta_1(E)$, $\theta_2(E)$. Таково качественное объяснение вида кривой 3 на рис. 1, а для интерпретации кривых вида 2 на рис. 1 и 2 необходимо привлечение еще одного положительного вклада $\theta_3(E)$. Вклад $\theta_3(E)$, определяющий дисперсию

эффекта Фарадея в длинноволновой области, а в суммарной зависимости $\theta(E)$ — характерную инверсию знака вращения, по-видимому, обусловлен внутривещными переходами в ионах Mn^{2+} . Такое предположение подтверждается данными по оптическому поглощению в $Cd_{1-x}Mn_xTe$ [7], где найденные полосы при 2.43 и 2.63 эВ интерпретированы в рамках переходов типа ${}^6A_1 \rightarrow {}^4T_1$. Аналогичные сведения о проявлении внутривещных переходов в интервале 2.4—4.0 эВ известны и для диоксида MnI_2 [8]. В спектр фарадеевского вращения тем самым будут вноситься изменения не только вблизи таких переходов, но и в более длинноволновой области.

Л и т е р а т у р а

- [1] Комаров А. В., Рябченко С. М., Терлецкий О. В., Жеру И. И., Иванчук Р. Д. Магнитооптические исследования и двойной оптикомангнитный резонанс экситонной полосы в $CdTe : Mn^{2+}$. — ЖЭТФ, 1977, т. 73, в. 2, с. 608—618.
- [2] Gaj J. A., Galazka R. R., Nawrocki M. — Sol. St. Commun., 1978, v. 25, N 3, p. 193—195.
- [3] Гавалешко Н. П., Савчук А. И., Ватаманюк П. П., Ляхович А. Н. Дисперсия фарадеевского вращения в экситонной области спектра моноселенида индия. — Опт. и спектр., 1982, т. 53, в. 2, с. 842—844.
- [4] Сизов Ф. Ф., Уханов Ю. И. Магнитооптические эффекты Фарадея и Фогта в применении к полупроводникам. Киев, 1979. 180 с.
- [5] Furdyna J. K. — J. Appl. Phys., 1982, v. 53, N 11, p. 7637—7643.
- [6] Рябченко С. М. Гигантские спиновые расщепления экситонных состояний и оптически детектируемый магнитный резонанс в кристаллах A^2B^6 с магнитными примесями. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1982, т. 46, в. 3, с. 440—445.
- [7] Diouri J., Lascary J. P., Amrani M. El. — Phys. Rev. B, 1985, v. 31, N 12, p. 7995—7999.
- [8] Hoekstra H. J. W. M., Boudewijn P. R., Groenier H., Haas C. — Physica, 1983, v. 121B, N 1-2, p. 62—80.

Черновицкий государственный университет

Получено 5.05.1987
Принято к печати 22.07.1987

ФТП, том 22, вып. 3, 1988

ОБ ЭФФЕКТИВНОСТИ ФОТОЭМИССИИ С ПОВЕРХНОСТИ (111) АЛМАЗА С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ ЭЛЕКТРОНЫМ СРОДСТВОМ

Квасков В. Б., Горбачев В. В.

Известно, что нереконструированная поверхность (111)/(1×1) природного полупроводникового алмаза типа IIb обладает отрицательным электронным сродством (ОЭС) [1-3]. В отличие от традиционных эмиттеров с ОЭС на основе GaP, InP, Si-(100), которые требуют весьма трудоемкого активирования поверхности электроположительной примесью в алмазе ОЭС является естественным состоянием нереконструированной поверхности (111), что ставит полупроводниковые алмазы как материалы для стабильных эмиттеров с ОЭС в исключительное положение.¹ Представляется актуальной оценка потенциальных возможностей таких эмиттеров, в особенности в связи с перспективами синтетических кристаллов, эпитаксиальных пленок и ионно-имплантированных структур [3].

В настоящей работе проведена предварительная оценка параметров эмиттера с ОЭС на основе диффузионной модели и экспериментальных данных по поглощению, отражению и квантовому выходу фотоэмиссии в области вакуумного ультрафиолета [1, 4, 5].

На рисунке показана энергетическая диаграмма поверхности с отрицательным электронным сродством. Существование ОЭС ($\chi < 0$) подтверждается тем фактом, что порог фотоэмиссии $h\nu = 5.5 \pm 0.05$ эВ точно совпадает с шириной запрещенной зоны в алмазе. Известно, что в области энергий $h\nu \geq E_g$, когда можно

¹ Реконструкция поверхности к состоянию (111)/(1×2) с положительным электронным сродством наблюдается лишь при температуре выше 900 °С [1].