

НЕЛИНЕЙНЫЙ ЭФФЕКТ ФАРАДЕЯ ВБЛИЗИ КРАЯ СОБСТВЕННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В ФЕРРОМАГНИТОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ CdCr_2Se_4

Л.Л.Голик¹⁾, З.Э.Кунькова

Институт радиотехники и электроники РАН
141120 Фрязино Московской обл., Россия

Поступила в редакцию 31 июля 1997 г.

Обнаружено резкое усиление фарадеевского вращения в полосе вблизи края собственного поглощения ферромагнитного полупроводника CdCr_2Se_4 при увеличении мощности падающего излучения. Величина эффекта немонотонно зависит от интенсивности излучения. Эффект объясняется обострением экситонного резонанса в результате экранирования фотовозбужденными носителями заряда внутренних электрических полей.

PACS: 42.65.Vh, 78.20.Ls

Существенное изменение величины фарадеевского вращения (ФВ) при увеличении мощности падающего излучения наблюдалось в ферромагнитном полупроводнике CdCr_2Se_4 при воздействии импульсного излучения неодимового лазера ($\lambda = 1060\text{ нм}$) [1]. Максимальное изменение угла ФВ составляло $1.6 \cdot 10^4$ град/см при $T = 75\text{ К}$ и изменении плотности мощности излучения P от 3 до 300 кВт/см^2 . Это превосходит нелинейный эффект Фарадея в полумагнитном полупроводнике $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, наблюдаемый при гигаваттных плотностях мощности и пикосекундных длительностях импульсов излучения [2–4]. Спектральная зависимость и природа нелинейного эффекта Фарадея в CdCr_2Se_4 остаются невыясненными. В настоящей работе исследована спектральная зависимость нелинейного ФВ в CdCr_2Se_4 вблизи края собственного поглощения. Обнаружено, что при увеличении мощности излучения резко усиливается ФВ в полосе, связанной с резонансом на краю поглощения.

Исследования проводились на пластинках CdCr_2Se_4 размером $\approx 1.5 \times 2\text{ мм}$ и толщиной 12 мкм , полученных шлифовкой и полировкой монокристаллов. В качестве источника излучения использовался импульсный перестраиваемый лазер на F^2 -центрах окраски в LiF , возбуждаемый второй гармоникой неодимового лазера. Область перестройки лазера $830\text{--}1030\text{ нм}$, пиковая мощность генерации в максимуме перестроечной кривой 25 кВт , длительность импульса 8 нс , частота генерации 10 с^{-1} . Луч лазера, ослабленный нейтральными фильтрами, фокусировался на поверхность образца, находящегося в вакуумном криостате, в пятно диаметром 1 мм . Измерения ФВ проводились на автоматизированной установке по схеме непосредственного отсчета угла поворота анализатора. Приемником излучения служил фотоэлемент ФЭК-29КПУ, сигнал с которого в момент времени, соответствующий максимуму интенсивности импульса излучения, регистрировался стробоскопическим осциллографом С1-122/4. Длинноволновая граница области перестройки лазера и сильный температурный "красный" сдвиг исследуемой полосы ФВ ограничивали снизу

¹⁾ e-mail: llg197@ire216.msk.su

доступный для исследования температурный диапазон. Исследования выполнены в интервале температур $T = 110 - 135$ К включающем температуру ферромагнитного перехода $T_c = 130$ К, в магнитном поле $H = 4.8$ кЭ, насыщающем образец в ферромагнитной фазе.

На рис.1 приведены спектральные зависимости удельного ФВ $F(\lambda)$ для низкого (1-4) и высокого (1'-4') уровней интенсивности падающего на образец излучения, измеренные при разных T . Здесь же показана спектральная зависимость мощности излучения используемого лазера $P(\lambda)$ (штрих-пунктирная кривая). Уровень интенсивности, названный низким (мощность в максимуме $P(\lambda)$ $P_{max} = 15$ кВт/см²), определялся чувствительностью фотоприемника и уже попадал в область нелинейности эффекта Фарадея. Для зависимостей 1' - 4' плотность мощности излучения, падающего на образец, на каждой длине волны была примерно в 30 раз больше ($P_{max} = 470$ кВт/см²). Измерения $F(\lambda)$ при слабой интенсивности излучения ограничивались со стороны коротких длин волн началом резкого роста собственного поглощения. Погрешность измерений ФВ, меняющаяся по спектру, показана для трех длин волн на кривой 3' рис.1.

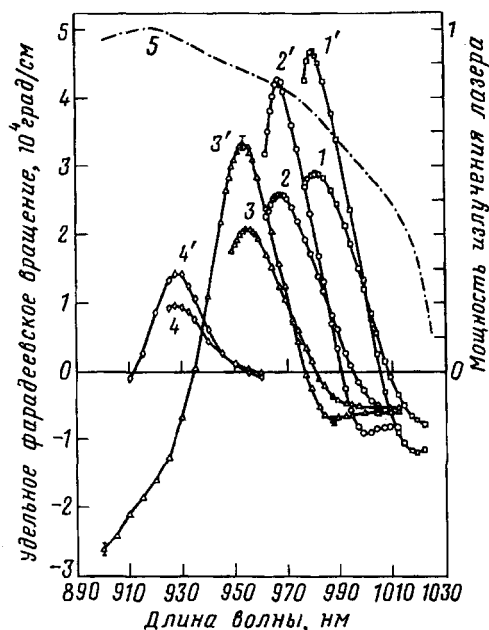


Рис.1. Спектральные зависимости удельного фарадеевского вращения CdCr_2Se_4 , измеренные при низком (1-4) и высоком (1' - 4') уровнях интенсивности падающего излучения; $T = 110$ К (кривые (1, 1'), 117 К (2, 2'), 125 К (3, 3'), 135 К (4, 4')); 5 - спектральная зависимость мощности излучения используемого лазера (в относительных единицах)

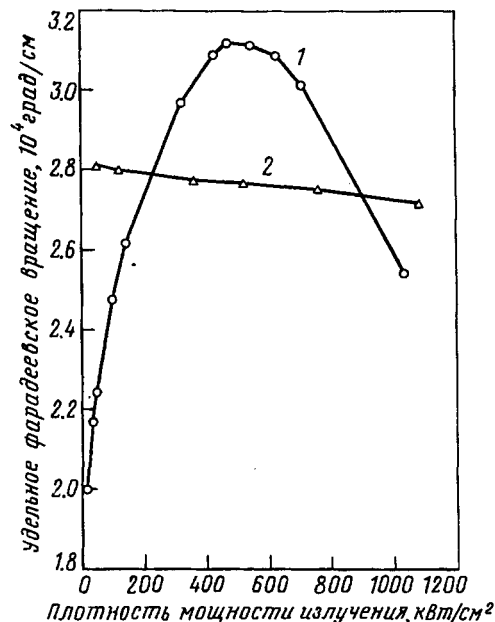


Рис.2. Зависимости абсолютной величины удельного фарадеевского вращения от плотности мощности падающего излучения, измеренные при $T = 125$ К: $\lambda = 957$ нм (кривая 1), $\lambda = 900$ нм (кривая 2)

В исследованном температурном диапазоне увеличение мощности излучения приводит к сильному росту ФВ в максимуме положительного пика на зависимостях $F(\lambda)$ (примерно на 60%). Максимальное увеличение ФВ наблюдается

при $T = 110\text{ K}$ и составляет $1.8 \cdot 10^4$ град/см. Величины ФВ в максимумах положительных пиков (F_{max}) на зависимостях $I' - 4'$ примерно вдвое превосходят величины F_{max} линейного эффекта этого образца при тех же T . На длинноволновом крыле дисперсионной структуры появляется слабо выраженный отрицательный пик (кривые $I' - 3'$) и возрастает длинноволновое отрицательное ФВ. Отметим, что для некоторых, по-видимому, наиболее совершенных кристаллов CdCr_2Se_4 отрицательный пик ФВ наблюдался при $T = 77\text{ K}$ и при измерениях с лампой накаливания [5]. Не замечено изменения спектрального положения максимума положительного пика ФВ при изменении интенсивности излучения.

Характер зависимости ФВ от мощности P падающего излучения меняется при изменении длины волны. На рис.2 приведены зависимости $F(P)$ для $\lambda = 957$ и 900 нм при $T = 125\text{ K}$. Длина волны 957 нм близка к максимуму положительного пика ФВ. Известно, что за ФВ на этой длине волны ответственны резонансные переходы вблизи края поглощения [5], а основной вклад в ФВ на длине волны 900 нм , попадающей в область собственного поглощения, дают более коротковолновые переходы с $\lambda_0 \simeq 680$ и 800 нм [6]. Зависимости $F(P)$ в максимумах положительных пиков ФВ для других температур качественно близки к кривой 1 на рис.2.

Из приведенных данных следует, что в монокристаллах CdCr_2Se_4 сильный нелинейный эффект Фарадея наблюдается в полосе ФВ, связанной с резонансом на краю поглощения. В области энергий за краем поглощения зависимость ФВ от мощности излучения очень слабая. Характер изменения ФВ при увеличении мощности излучения и относительная величина эффекта не изменяются при переходе через T_c и дальнейшем понижении температуры, следовательно, нелинейный эффект Фарадея не связан с возникновением магнитного упорядочения. Спектральная зависимость ФВ, как известно, определяется разностью показателей преломления $n_+(\lambda) - n_-(\lambda)$ в право- и левоциркулярно поляризованном свете. Наблюдаемая нами спектральная зависимость угла ФВ соответствует дисперсии $n_{+,-}(\lambda)$, связанной с резонансным поглощением и обменным расщеплением резонансного уровня. Увеличение максимального значения угла ФВ с ростом интенсивности света может быть следствием сужения и усиления резонанса в поглощении, а также увеличения расщепления уровня энергии. Так как при увеличении интенсивности излучения не происходит заметного изменения спектрального положения максимумов на зависимостях $F(\lambda)$ (рис.1), наблюдаемые изменения полосы ФВ следует связать с обострением и усилением резонанса в поглощении.

Оптические нелинейности в поглощении вблизи края фундаментальной полосы обычно связывают с перенормировкой ширины запрещенной зоны и размытием экситонных полос [7]. Наблюдаемое в $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ уменьшение величины ФВ при облучении фотонами с энергией, значительно меньшей ширины запрещенной зоны, обусловлено динамическим эффектом Штарка, а также двухфотонным поглощением, приводящим к изменению заселенностей и к увеличению намагниченности вследствие $s - d$ -обменного взаимодействия [3]. Общепринятого мнения о природе переходов, ответственных за рассматриваемую полосу ФВ в CdCr_2Se_4 , нет, однако есть основания полагать, что они обусловлены экситонами. На это указывает ослабление и уширение резонансов в поглощении и ФВ, наблюдавшееся при увеличении концентрации In в CdCr_2Se_4 [8], которое типично для экситонов. Если исходить из экситон-

ной природы рассматриваемой полосы ФВ, то при увеличении интенсивности падающего излучения следует ожидать ее размытия, а не обострения. Что наблюдается в эксперименте для большого диапазона интенсивностей. Обострение резонансов может быть обусловлено существованием внутренних электрических полей (флуктуационного потенциала примесей и приповерхностного поля) и их экранировкой. С этими полями, а также с образованием примесных экситонных комплексов, с экситон-фононным и экситон-магнонным взаимодействиями связано, по-видимому, относительно слабое проявление резонанса в поглощении и его большая полуширина ≈ 20 мэВ. Увеличение концентрации свободных носителей заряда, появляющихся при диссоциации экситонов, приводит к экранированию этих полей и обострению экситонных полос в спектрах поглощения и ФВ. При дальнейшем увеличении мощности излучения преобладающим становится механизм экранировки электрон-дырочного взаимодействия, что проявляется в уменьшении ФВ при высоких интенсивностях излучения.

Приведем оценки, обосновывающие этот механизм нелинейного ФВ. В исследуемом материале время жизни неравновесных носителей заряда может быть значительным из-за их пространственного разделения в поле флуктуационного потенциала. Этим, по-видимому, объясняется наблюдавшееся в [1] время релаксации нелинейного ФВ $\tau > 10^{-6}$ с. Если предположить, что время жизни неравновесных носителей заряда превосходит длительность импульса излучения ($\sim 10^{-8}$ с), то при пиковой плотности мощности 500 кВт/см², соответствующей максимуму зависимости $F(P)$, коэффициенте поглощения вблизи максимума ФВ $\alpha \approx 10^3$ см⁻¹ [5] и квантовом выходе, равном 1, получим оценку для концентрации неравновесных носителей заряда, создаваемых единичным импульсом к моменту измерения, $N_e \approx 10^{18}$ см⁻³. Полагая, что при этой концентрации начинается экранировка электрон-дырочного взаимодействия, из соотношения $N_e \approx (3\pi^2 a_{ex}^3)^{-1}$, где a_{ex} – боровский радиус экситона [9], находим $a_{ex} \approx 3 \cdot 10^{-7}$ см, что для диэлектрической проницаемости $\epsilon = 10$ соответствует приведенной массе экситона $m_{ex} \approx 0.2m_0$ и энергии связи экситона $E_{ex} \approx 30$ мэВ. Полученная величина E_{ex} не противоречит наблюдаемым зависимостям $\alpha(\lambda)$ вблизи края поглощения CdCr₂Se₄ [5].

Для низкой интенсивности ($P_{max} = 15$ кВт/см²) концентрация неравновесных носителей заряда и соответствующая ей дебаевская длина экранирования L_D могут быть оценены как $3 \cdot 10^{16}$ см⁻³ и $1 \cdot 10^{-6}$ см. С учетом того, что для данного материала реальная концентрация дефектов $N_t \approx 10^{17}$ см⁻³, получаем следующее соотношение между длиной экранирования, расстоянием между примесями, определяющим флуктуационный потенциал, и радиусом экситона: $a_{ex} \approx 3 \cdot 10^{-7}$ см $<$ $L_D \approx 1 \cdot 10^{-6}$ см $\leq (N_t)^{-1/3} \approx 2 \cdot 10^{-6}$ см. При увеличении интенсивности излучения L_D уменьшается, следовательно, фотовозбужденные носители заряда сначала экранируют внутренние электрические поля, а затем и электрон-дырочное взаимодействие.

Авторы благодарны Т.Г.Аминову и Г.Г.Шабунинной за предоставленные монокристаллы CdCr₂Se₄ и В.Е.Паксееву за участие в создании экспериментальной установки.

-
1. В.Г.Веселаго, С.Г.Рудов, М.А.Черников, Письма в ЖЭТФ **40**, 181 (1984).
 2. J.Frey, R.Frey, C.Flytzanis, and R.Triboulet, Opt. Commun. **84**, 76 (1991).
 3. J.Frey, R.Frey, and C.Flytzanis, Phys. Rev. **B45**, 4056 (1992).

4. S.Huggonard-Bruyere, C.Buss, R.Frey, and C.Flytzanis, *Appl. Phys. Lett.*, **06**, 2043 (1995).
5. Л.Л.Голик, З.Э.Кунькова, Т.Г.Аминов и др., *ФТТ* **22**, 877 (1980).
6. Л.Л.Голик, С.М.Григорович, М.И.Елинсон и др., *ФТТ* **19**, 629 (1977).
7. H.Haug and S.Schmitt-Rink, *J. Opt. Soc. Am.* **B2**, 1135 (1985).
8. Л.Л.Голик, З.Э.Кунькова, В.Е.Паксеев и др., *ФТТ* **26**, 3081 (1984).
9. К.Зеегер, *Физика полупроводников*, М.: Мир, 1977 (K.Seeger, *Semiconductor Physics*, Wien - New York: Springer-Verlag, 1973).