

- [9] *Okai B., Takahashi K., Ohta M.* Jap. J. Appl. Phys., 1987, vol. 26, N 5, L820—L821.
 [10] *Terada N., Ihara H., Hirabayashi M., Sensaki K., Kimura Y., Murata K., Tokumoto M., Shimomura O., Kikegawa T.* Jap. J. Appl. Phys., 1987, vol. 26, N 4, L510—L511.
 [11] *Takahashi H., Murayama C., Yomo S., Mori N., Kichio K., Kitazawa K. Fueki K.* Jap. J. Appl. Phys., 1987, vol. 26, N 4, L504—L505.
 [12] *Мержанов А. Г., Боровинская И. П.* ДАН СССР, 1972, т. 204, № 2, с. 366—369.

Институт физики твердого тела АН СССР
 Черноголовка
 Московская область

Поступило в Редакцию
 2 октября 1987 г.

УДК 538.245

Физика твердого тела, том 30, в. 3, 1988
 Solid State Physics, vol. 30, № 3, 1988

ЭФФЕКТ ФАРАДЕЯ НА НОСИТЕЛЯХ ЗАРЯДА В МАГНИТНОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ HgCr_2Se_4

*Н. Н. Лошкарева, Ю. П. Сухоруков, Б. А. Гижевский,
 Н. М. Чеботаев, А. А. Самохвалов*

Эффект Фарадея (ЭФ) в магнитных полупроводниках обусловлен вкладом различных механизмов, из которых наиболее изученным является межзонный эффект Фарадея. Кроме работ по халькогенидам европия [1], в литературе отсутствуют данные об эффекте Фарадея на свободных носителях заряда в магнитных полупроводниках. Цель данной работы —

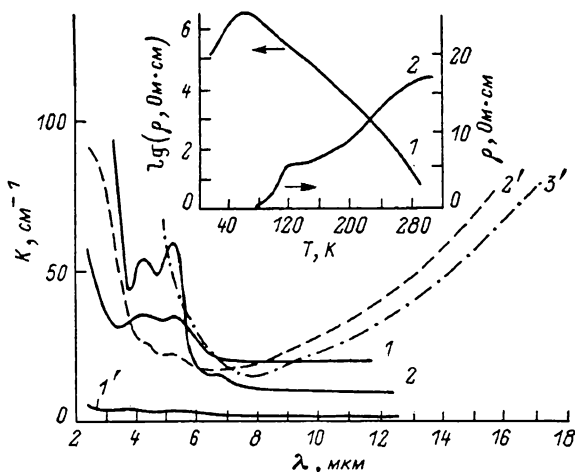


Рис. 1. Дисперсия коэффициента поглощения монокристаллов HgCr_2Se_4 p -типа (1, 2) и n -типа (1', 2', 3') при различных температурах.

T, K : 1, 1' — 293; 2, 2' — 80; 3' — 25. Вставка — температурная зависимость электросопротивления образцов 1 и 2.

исследование влияния концентрации носителей заряда на спектральную зависимость фарадеевского вращения в HgCr_2Se_4 . Подобные исследования, в частности, позволяют получить дополнительную информацию об электронном спектре и параметрах носителей заряда в ферромагнитных полупроводниках.

Спектры поглощения и фарадеевского вращения образцов HgCr_2Se_4 исследовались в диапазоне длин волн 2.5—25 мкм и в интервале температур 25—300 К на модернизированном спектрометре ИКС-21 в магнитном поле 3.5 кЭ, при котором достигается магнитное насыщение образца. Электросопротивление образцов измерялось методом Ван-дер-Пау. Концентрация носителей определялась из эффекта Холла.

Для исследований были выбраны два монокристалла HgCr_2Se_4 : образец 1, имеющий высокое удельное электросопротивление ρ в области магнитного упорядочения, и образец 2 n -типа, отожженный в Hg с малой величиной ρ при $T < T_c$ (вставка к рис. 1). В спектре поглощения образца 1 (рис. 1) наблюдается область с постоянным коэффициентом поглощения ($K \sim 20 \text{ см}^{-1}$) и в области 4—6 мкм дублет [2], интенсивность которого при охлаждении возрастает. Фоновое поглощение при этом уменьшается. Коэффициент поглощения образца 2 при комнатной температуре составляет $\sim 2 \text{ см}^{-1}$ во всем диапазоне. При охлаждении наблюдается рост поглощения при $\lambda > 7 \text{ мкм}$, связанный с поглощением на свободных носителях заряда. Для образца 2 по наклону линейной зависимости $K(\lambda^2)$, величине удельного сопротивления и концентрации носителей заряда ($N = 1.6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при $T \leq 80 \text{ К}$) определены время релаксации импульса электрона и эффективная масса проводимости при различных температурах (см. таблицу).

Значения эффективной массы близки к данным работы [3]. Уменьшение эффективной массы при охлаждении связано с уменьшением ширины запрещенной зоны HgCr_2Se_4 («красным сдвигом») [4].

Поглощение в области внутризонных переходов чувствительно к внешнему магнитному полю. Для образца n -типа изменение поглощения в поле, отражающее магнетопроводимость, имеет максимум при температуре Кюри (114 К).

Спектральная зависимость фарадеевского вращения образцов HgCr_2Se_4 показана на рис. 2. Для образца 1 она согласуется с работой [5], в которой дисперсия ЭФ HgCr_2Se_4 представлена при длинах волн, меньших 11 мкм. В исследованном спектральном диапазоне ЭФ обусловлен по крайней мере тремя механизмами: межзонным, частотно-независимым вкладом от ферромагнитного резонанса и ЭФ на свободных носителях

$T, \text{ К}$	$\text{Ом} \cdot \text{см}$	$\tau \cdot 10^{14}, \text{ с}$	m^*/m_0
80	0.176	2.3	0.18
67	0.120	2.8	0.15
25	0.067	4.4	0.12

Примечание. Удельное электросопротивление ρ , время релаксации импульса электрона τ , эффективная масса m^*/m_0 .

$$\varphi = - \frac{A}{\lambda^2 \left(1 - \frac{\lambda_0^2}{\lambda^2}\right)^2} + 0.106 n g M_s + \varphi_{\text{вос}} \quad (1)$$

Для образца 1, имеющего высокое значение ρ при низких температурах, третьим вкладом можно пренебречь. Оценки двух первых вкладов были сделаны аналогично [6] для CdCr_2Se_4 , где они удовлетворительно описывали экспериментальные данные, при следующих параметрах: длина волны резонансного $d-d$ -перехода $\lambda_0 = 1.55 \text{ мкм}$ [7], величина $A = 1.04 \cdot 10^{-3} \text{ град} \times \text{см}$, полученная из коротковолновой части межзонного ЭФ, показатель преломления $n = 3.33$, намагниченность насыщения при 80 К $M_s = 238 \text{ Гс}$. На вставке к рис. 2 видно несовпадение экспериментальных и рассчитанных значений в области больших длин волн при 80 К. Рассчитанный ЭФ в области 26 мкм меняет знак, экспериментальные значения остаются отрицательными и стремятся к постоянной величине при увеличении длины волны. Это указывает на возможное присутствие других механизмов ЭФ. Известно, что в CdCr_2S_4 наблюдается аномалия ЭФ на примесном дублете в области 4—6 мкм [8], связанном с внутрицентровыми переходами магнитного иона Cr^{2+} [2]. Аналогичный дублет в HgCr_2Se_4 гораздо больше по интенсивности, чем в CdCr_2S_4 и CdCr_2Se_4 , и, по-видимому, вносит дополнительный вклад в ЭФ.

Фарадеевское вращение на свободных носителях приводит к значительному уменьшению ЭФ при больших длинах волн (рис. 2). Предполагая, что спектральная зависимость обоих образцов отличается лишь вкладом ЭФ на носителях заряда, производилось вычитание из спектра образца 1 спектра образца 2. При этом не учитывалось, что «красный сдвиг» края

поглощения в p - и n -типе HgCr_2Se_4 несколько различен [9], что связано со сдвигом Бурштейна—Мосса в образце n -типа. Соответственно различаются и дисперсии ЭФ в области межзонных переходов в p - и n -типе HgCr_2Se_4 . Полученная разность является линейной функцией от λ^2 , как и должно быть для ЭФ на носителях заряда. Из этой величины рассчитанная по формуле [10],

$$\varphi = - \frac{Ne^3 B \lambda^2}{8\pi^2 c^3 n \epsilon_0 m^{*2}}, \quad (2)$$

эффективная масса носителей получилась в 5 раз меньше, чем определенная из поглощения (B — магнитная индукция). Такое несоответствие эф-

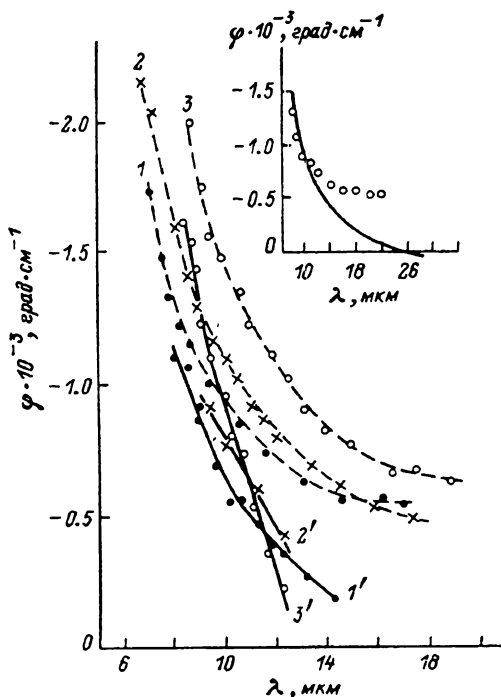


Рис. 2. Дисперсия фарадеевского вращения монокристаллов HgCr_2Se_4 .

Образец 1 (1, 2, 3) и образец 2 (1', 2', 3') при различных температурах. Т, К: 1, 1' — 80; 2, 2' — 67; 3, 3' — 25. Вставка — расчетная кривая и экспериментальные точки дисперсии ЭФ при 80 К образца 1.

фективных масс не может быть объяснено неточностью выделения вклада на свободных носителях и, по-видимому, связано с большим влиянием аномального ЭФ — аналога аномального эффекта Холла. По полевой зависимости фарадеевского вращения выделялись вклады нормального ЭФ, пропорционального магнитному полю, и аномального ЭФ, аналогично процедуре разделения вкладов в холловское сопротивление. В магнитном поле 3.5 кЭ аномальная составляющая превосходит нормальную в 14 раз. Определенная из нормальной составляющей ЭФ на свободных носителях по формуле (2) эффективная масса электронов получилась равной $0.15 m_0$ при 80 К, что близко к значению, полученному из поглощения.

Эффективная масса вычислялась еще одним способом, без использования холловских данных: из отношения нормальной составляющей ЭФ на носителях заряда к коэффициенту поглощения при определенной длине волны

$$\frac{\varphi}{k} = \frac{57.3eB\tau}{2m^*}. \quad (3)$$

Величина эффективной массы составила $0.13m_0$ при 80 К.

Таким образом, рассмотрены различные механизмы ЭФ в магнитном полупроводнике HgCr_2Se_4 . Выявлена значительная роль аномального ЭФ. Тремя способами получены согласующиеся между собой значения эффективной массы электронов проводимости.

Авторы признательны М. И. Ауслендеру и Н. Г. Бебенину за полезное обсуждение.

Л и т е р а т у р а

- [1] *Shoenes J., Wachter P.* Phys. Rev. B, 1974, vol. 9, N 7, p. 3097—3104.
- [2] *Лошкарева Н. Н., Суخورов Ю. П., Гижевский В. А., Чеботаев Н. М., Симонина М. И., Самохвалов А. А.* ФТТ, 1987, т. 29, № 7, с. 2231—2233.
- [3] *Selmi A., Mougier A., Heritier M.* JMMM, 1987, vol. 66, N 3, p. 295—316.
- [4] *Ауслендер М. И., Бебенин Н. Г., Гижевский В. А., Костылев В. А.* и др.: Свердловск: УрО АН СССР. Препринт № 87/2, 1987, с. 40.
- [5] *Lee T. N., Coburn T., Gluck R.* Sol. St. Commun., 1971, vol. 9, N 21, p. 1821—1824.
- [6] *Файфер В. Н.* Автореф. канд. дис. Всесоюзный научно-исследовательский центр по изучению свойств поверхности и вакуума. М., 1982. 20 с.
- [7] *Bongers P. F., Zanmarchi G.* Sol. St. Commun., 1968, vol. 6, N 5, p. 291—294.
- [8] *Coburn T. J., Moser F., Ahrenkiel R. K., Telgarden K. J.* IEEE Trans. Magnet.. 1971, MAG-7, p. 392—393.
- [9] *Самохвалов А. А., Гижевский В. А., Лошкарева Н. Н., Арбузова Т. И., Симонина М. И., Чеботаев Н. М.* ФТТ, 1981, т. 23, № 11, с. 3467—3469.
- [10] *Мосс Т.* Оптические свойства полупроводников. М.: ИЛ, 1961. 295 с.

Институт физики металлов УНЦ АН СССР
Свердловск

Поступило в Редакцию
8 октября 1987 г.

УДК 537.611.3

Физика твердого тела, том 30, в. 3, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 3, 1988

ДИНАМИЧЕСКИЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЦМД В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ

*Ф. Г. Барьяхтар, А. В. Зиновук, А. Ф. Коновалов,
С. Н. Кудряшова, В. Д. Стасовский*

В настоящее время установлено, что при движении цилиндрического магнитного домена (ЦМД) в тонких феррит-гранатовых пленках может происходить преобразование доменной границы (ДГ), связанное с потерей или приобретением блоховских линий (БЛ) [¹⁻³]. В [⁴] показано, что при достижении ЦМД некоторых критических скоростей наблюдаются следующие характерные переходы: необратимые, «твердый» ЦМД (домен, содержащий БЛ)—«нормальный» (без БЛ); обратимые, «нормальный»—«твердый»; необратимые, «нормальный»—«сверхтвердый». Однако детального исследования каждого из отмеченных переходов проведено еще практически не было.

В данной работе экспериментально изучено явление динамического перехода, в результате которого домен, содержащий определенное число БЛ («твердый»), полностью их теряет, т. е. переходил в нормальное состояние, а также показано влияние на такой переход постоянного магнитного поля, приложенного в плоскости образца.

Для экспериментов были отобраны образцы эпитаксиальных феррит-гранатовых систем $(\text{Y, Bi})_3(\text{Fe, Ga})_5\text{O}_{12}$, выращенные на подложках гадолиний-галлиевого граната, ориентированных вдоль направления [111] со следующими параметрами: толщина $h=12 \cdot 10^{-4}$ см, намагниченность насыщения $4\pi M_s=172$ Гс, поле анизотропии $H_A=3000$ Э, гиромангнитное отношение $\gamma=1.82 \cdot 10^7$ Э⁻¹с⁻¹, параметр затухания $\alpha=0.025$.

Исследования проводились методом вращающегося градиентного поля [⁵] на установке, описанной в [⁶].