

Немонотонное поведение магнитофотопроводимости в p -CdHgTe

© Д.Ю. Протасов[†], В.Я. Костюченко*, В.Н. Овсяк

Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук,
630090 Новосибирск, Россия

* Сибирская государственная геодезическая академия,
630108 Новосибирск, Россия

(Получена 14 июня 2005 г. Принята к печати 18 октября 2005 г.)

Обнаружено, что в области температур, при которых в p -Cd_xHg_{1-x}Te проводимость становится смешанной, магнитофотопроводимость, измеренная в геометрии эффекта Холла при подсветке вдоль магнитного поля ($\mathbf{k} \parallel \mathbf{B} \perp \mathbf{E}$), имеет немонотонную зависимость от магнитного поля. Немонотонность выражается в появлении максимума при $B \neq 0$ и появляется вследствие существенного магнитосопротивления, связанного с равновесными носителями заряда. Максимум появляется при условии, что проводимость равновесных электронов больше или равна половине проводимости равновесных тяжелых дырок, что выполняется в Cd_xHg_{1-x}Te с $x = 0.22$ при температурах 140–150 К.

PACS: 72.20.Mu, 72.20.Fr, 72.80.Ey, 72.40.+W

1. Введение

Тройной твердый раствор Cd_xHg_{1-x}Te (кадмий–ртуть–теллур, КРТ), где x — мольное содержание Cd, на сегодняшний день является основным материалом для изготовления фотоприемников инфракрасного излучения дальнего (10–12 мкм) и среднего (5–6 мкм) диапазонов. Подвижность неосновных носителей заряда является одним из основных параметров полупроводника, который во многом определяет свойства фотоприемников. Наряду с временем жизни подвижность определяет диффузионную длину, которая является ключевым параметром при изготовлении фотоприемников с высокими характеристиками. Поэтому актуальными являются исследования фотоэлектромагнитных явлений с целью определения рекомбинационно-диффузионных параметров КРТ.

В работе [1] было проведено изучение магнитофотопроводимости (МФП) в образцах p -типа проводимости при температурах, близких к температуре жидкого азота, когда концентрация основных дырок (p) значительно превышает концентрацию неосновных электронов (n).

В данной работе проведено теоретическое и экспериментальное исследование магнитофотопроводимости для образцов КРТ p -типа проводимости, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии, в диапазоне температур $T = 135–300$ К, когда вклады в проводимость электронов и дырок сравнимы.

2. Образцы

Образцы изготавливались из пленок, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках из GaAs ориентации (013) [2]. Толщина пленок была 7–10 мкм, состав соответствовал $x = 0.21–0.23$. Такие пленки используются для создания фотоприемников с

высокими характеристиками [3]. Исследуемые образцы представляли полоски длиной 10 мм и шириной 1 мм, которые укреплялись на сапфировой подложке. Омические контакты к образцам были изготовлены из индия.

Для измерения магнитофотопроводимости образец дополнительно освещался светодиодами, длина волны излучения $\lambda = 0.94$ мкм. Излучение, не попадая на контакты, направлялось узкой диафрагмой на центральную область образца параллельно магнитному полю \mathbf{B} .

Экспериментальная установка и методика измерений описаны в [1].

3. Теория

Получим выражения, описывающие поведение МФП в магнитном поле B в случае смешанной проводимости. Для образцов в виде „холловского мостика“ изменение продольного напряжения под действием излучения малой интенсивности может быть записано как

$$\Delta U_{\sigma}(B) = -\frac{cI}{wd} \frac{\Delta \sigma(B)}{\sigma^2(B)}, \quad (1)$$

где c — расстояние между потенциальными контактами, с которых измеряется $\Delta U_{\sigma}(B)$, w и d — ширина и толщина образца, $I = \text{const}$ — постоянный ток через образец.

Зависимость проводимости образца от магнитного поля для двух типов носителей — электронов и тяжелых дырок — дается известным выражением [4]

$$\sigma(B) = e \frac{n^2 \mu_n^2 (1 + \mu_p^2 B^2) + p^2 \mu_p^2 (1 + \mu_n^2 B^2) + 2np \mu_n \mu_p (1 - \mu_n \mu_p B^2)}{n \mu_n (1 + \mu_p^2 B^2) + p \mu_p (1 + \mu_n^2 B^2)}, \quad (2)$$

где e — абсолютный заряд электрона, p и n — концентрация дырок и электронов, μ_p и μ_n — подвижности дырок и электронов соответственно.

[†] E-mail: protasov@thermo.isp.nsc.ru
Fax: (3832) 306858

При увеличении температуры выше 77 К роль рекомбинации Шокли–Рида в КРТ p -типа уменьшается [5]. Поэтому в области температур 135–300 К захватом неравновесных носителей на ловушки можно пренебречь и считать, что концентрации неравновесных электронов и дырок равны: $\Delta n = \Delta p$. Концентрации электронов и дырок при освещении представим в виде $n = n_0 + \Delta n$, $p = p_0 + \Delta p$. В случае малого уровня генерации неравновесных носителей заряда можно пренебречь членами порядка Δn^2 , Δp^2 , $\Delta n \Delta p$. Тогда под действием освещения изменение в магнитном поле проводимости образца, содержащего электроны и дырки, запишется в виде

$$\Delta\sigma(B) = \Delta n \left[2e \frac{n_0\mu_n^2 + p_0\mu_p^2 + (n_0 + p_0)\mu_n\mu_p}{n_0\mu_n(1 + \mu_p^2 B^2) + p_0\mu_p(1 + \mu_n^2 B^2)} - \sigma_0(B) \frac{\mu_n(1 + \mu_p^2 B^2) + \mu_p(1 + \mu_n^2 B^2)}{n_0\mu_n(1 + \mu_p^2 B^2) + p_0\mu_p(1 + \mu_n^2 B^2)} \right], \quad (3)$$

σ_0 — темновая проводимость.

Подставляя выражение (3) в (1) и производя необходимые упрощения, получаем выражение для эффекта магнитофотопроводимости в области высоких температур:

$$\begin{aligned} \Delta U_\sigma(B) &= -\frac{cI}{wd} \frac{\Delta\sigma(B)}{\sigma^2(B)} \\ &= -\frac{cI}{wd} \frac{\Delta n}{e} \frac{\mu_n}{[(n_0\mu_n + p_0\mu_p)^2 + (p_0 - n_0)^2 \mu_n^2 \mu_p^2 B^2]^2} \\ &\quad \times [(n_0\mu_n + p_0\mu_p)^2 + p_0\mu_p \mu_n^2 B^2 (2n_0\mu_n + p_0\mu_p) - p_0^2 \mu_p^3 \mu_n^3 B^4]. \end{aligned} \quad (4)$$

На рис. 1 приведена кривая, рассчитанная по формуле (4) для следующих параметров носителей: $\mu_n = 2 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, $n_0 = 1 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$, $\mu_p = 0.02 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, $p_0 = 1 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$.

Как видно из рис. 1, магнитофотопроводимость имеет максимум при $B = 0.59 \text{ Тл}$. Причина появления максимума заключается в следующем. Согласно (4),

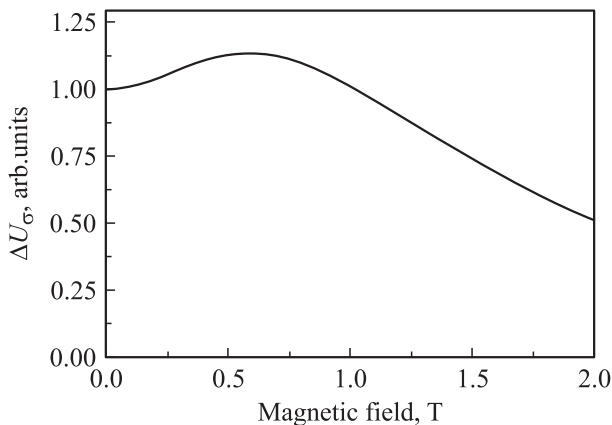


Рис. 1. Теоретическая кривая магнитофотопроводимости — расчет по формуле (4).

магнитофотопроводимость может быть выражена как $\Delta U_\sigma \propto \Delta\sigma(B)\rho(B)^2$. Проводимость неравновесных носителей $\Delta\sigma(B)$ уменьшается, а удельное сопротивление, связанное с равновесными носителями, $\rho(B)$ возрастает в магнитном поле, так как уменьшается эффективная подвижность носителей в направлении тянущего электрического поля [5]. Наличие двух конкурирующих процессов — это уменьшение $\Delta\sigma(B)$ и увеличение $\rho(B)$, которые с разной скоростью изменяются в магнитном поле, и приводит к появлению максимума магнитофотопроводимости.

Положение максимума (B_{\max}) зависимости магнитофотопроводимости от индукции магнитного поля B найдем из условия $d\Delta U_\sigma/dB = 0$. Учтя, что $\mu_n \gg \mu_p$, получаем

$$B_{\max} = \sqrt{\frac{1}{2p_0} \frac{2n_0p_0\mu_n - q\mu_p(p_0^2 + 2n_0^2)}{\mu_p p_0^3 + \mu_n n_0(p_0^2 - p_0 n_0 + n_0^2)} \frac{\mu_p p_0 + \mu_n n_0}{\mu_p \mu_n}}. \quad (5)$$

В области температур, при которых происходит появление максимума МФП, $n_0^2 \ll p_0^2$. Тогда выражение (5) примет вид

$$B_{\max} = \sqrt{\frac{1}{2} \frac{2n_0\mu_n - \mu_p p_0}{\mu_p p_0^3 + \mu_n n_0 p_0(p_0 - n_0)} \frac{\mu_p p_0 + \mu_n n_0}{\mu_p \mu_n}}. \quad (6)$$

Отсюда следует условие появления максимума МФП:

$$\sigma_n \geq \frac{\sigma_p}{2}. \quad (7)$$

Максимумы магнитофотопроводимости, наблюдаемые при разных направлениях магнитного поля, расположены симметрично относительно $B = 0$.

4. Эксперимент и обсуждение

На рис. 2, а приведены измеренные полевые зависимости магнитофотопроводимости при температурах 77, 155 и 175 К для образца $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с $x = 0.22$. Магнитофотопроводимость является четной функцией магнитного поля, поэтому показаны значения для одного направления магнитного поля. Через экспериментальные точки проходят теоретические кривые, рассчитанные по формуле (4).

При увеличении температуры максимумы смещаются в сторону больших значений индукции магнитного поля, так как в исследуемых образцах подвижность неосновных носителей уменьшается при возрастании температуры по закону $T^{-3/2}$. Для температуры 175 К (см. рис. 2) вычисления по формуле (5) дают положение максимума $B_{\max} = 2.5 \text{ Тл}$, что превышает максимальное значение магнитного поля в эксперименте (2 Тл).

Концентрация и подвижность электронов и дырок определялась подгонкой теоретических выражений (4) к экспериментальным данным. Подгонка проводилась методом наименьших квадратов, в качестве метода оптимизации был выбран метод Хука–Дживса [6]. Значения концентраций и подвижностей приведены в таблице.

Значение концентраций и подвижностей носителей

T, K	$\mu_n, m^2/V \cdot c$		$\mu_p, m^2/V \cdot c$		$n, 10^{19} m^{-3}$		$p, 10^{21} m^{-3}$	
	МФП	Спектр подвижности	МФП	Спектр подвижности	МФП	Спектр подвижности	МФП	Спектр подвижности
77	6.9	—	—	0.028	—	—	—	7.4
135	2.8	2.9	0.019	0.02	1.9	1.8	8	8.1
145	2.7	2.8	0.014	0.016	4.5	3.5	13	10
155	2.5	2.5	0.011	0.011	7.9	8.2	11	14
165	2.2	2.2	0.01	0.01	25	19	18	16
175	2.0	1.9	0.009	0.01	48	34	22	15

Дополнительно на исследуемом образце были измерены эффект Холла и магнетосопротивление. Значения концентраций и подвижностей электронов и дырок, определенные методом спектра подвижности [7], также приведены в таблице.

Параметры носителей заряда, полученные из измерений магнитофотопроводимости, согласуются со значениями, измеренными методом спектра подвижности.

Как видно из рис. 2, *a*, кривая фотопроводимости для температуры 155 К имеет максимум при индукции магнитного поля $B = 0.82$ Тл. Если воспользоваться условием появления максимумов (6) и данными та-

блицы, можно рассчитать, что максимумы для данного образца появятся при температуре 140 К. На рис. 2, *b* показаны магнитополевые зависимости МФП для температур 135 и 145 К. Как можно видеть, при 135 К максимума на кривой нет, в то время как при 145 К наблюдается максимум при $B = 0.4$ Тл.

При дальнейшем возрастании температуры образец КРТ p -типа становится собственным: $p \approx n \approx n_i$. Однако проводимость в таких образцах однополярная (электронная) вследствие большого различия в подвижностях электронов и дырок. В однополярном проводнике зависимость сопротивления от магнитного поля $\rho(B)$ достаточно слабая. Подвижность электронов близка к $1 m^2/V \cdot c$. В этих условиях при увеличении магнитного поля $\Delta\sigma(B)$ уменьшается с меньшей скоростью, чем возрастает $\rho^2(B)$, поэтому магнитофотопроводимость монотонно увеличивается.

5. Заключение

В работе проведено исследование МФП для образцов КРТ p -типа, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии, в области смешанной проводимости. Обнаружено немонотонное поведение МФП в магнитном поле, заключающееся в появлении максимумов при $B \neq 0$. Приведенные результаты показывают, что полученные теоретические выражения хорошо описывают экспериментальные данные. Путем подгонки теоретического расчета к эксперименту были определены концентрации и подвижности носителей заряда. Параметры носителей заряда, полученные из измерений магнитофотопроводимости, согласуются со значениями, измеренными методом спектра подвижности.

Авторы благодарят С.А. Дворецкого и В.С. Варавина за предоставленные образцы и А.Ф. Кравченко за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] В.С. Варавин, С.А. Дворецкий, В.Я. Костюченко, В.Н. Овсюк, Д.Ю. Протасов. ФТП, **38** (5), 532 (2004).
- [2] Yu.G. Sidorov, S.A. Dvoretzky, N.N. Mikhailov, M.V. Yakushev, V.S. Varavin, V.V. Vasiliev, A.O. Suslyakov, V.N. Ovsyuk. Proc. SPIE, **4355**, 228 (2001).

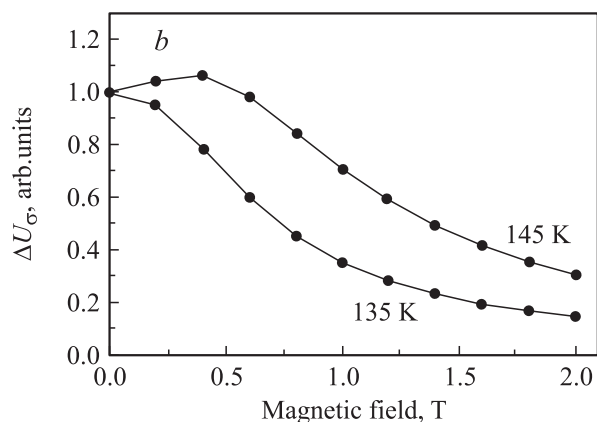
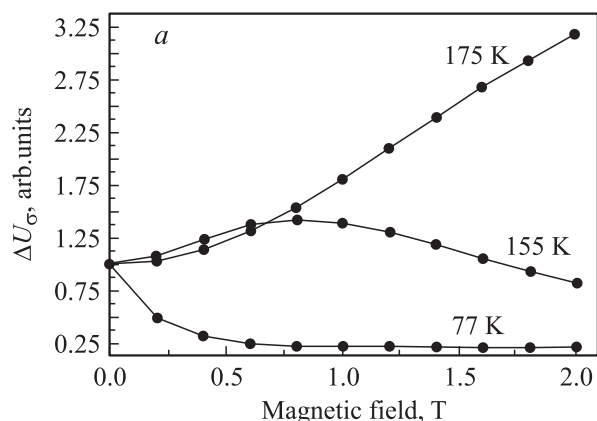


Рис. 2. Магнитофотопроводимость образца $Cd_xHg_{1-x}Te$ при температурах 77, 155, 175 К (*a*) и 135, 145 К (*b*). Точки — эксперимент, сплошные линии — расчет согласно (4).

- [3] V.V. Vasiliev, V.N. Ovsyuk, Yu.G. Sidorov. Proc. SPIE, **5065**, 39 (2001).
- [4] Е.В. Кучис. *Гальваномагнитные эффекты и методы их исследования* (М., Радио и связь, 1990).
- [5] V.S. Lopes, A.J. Syllaios, M.C. Chen. Semicond. Sci. Technol., **8**, 824 (1993).
- [6] T.E. Shoop. *A practical guid to computer method for engineers* (N.J., 1979).
- [7] W.A. Beck, J.R. Anderson. J. Appl. Phys., **62** (2), 541 (1987).

Редактор Л.В. Шаронова

The nonmonotonic behavior of magnetophotoconductivity in p -HgCdTe

D.Yu. Protasov, V.Ya. Kostuchenko, V.N. Ovsyuk*

Institute of Semiconductors Physics,
Russian Academy Sciences, Siberian Branch,
630090 Novosibirsk, Russia

* Siberian State Geodetic Academy,
630108 Novosibirsk, Russia

Abstract It has been found, that the magnetophotoconductivity of p - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ has nonmonotonic dependence on magnetic field in the temperature interval where the conductivity is mixed. The magnetophotoconductivity was measured in Hall geometry at illumination along magnetic field ($\mathbf{k} \parallel \mathbf{B} \perp \mathbf{E}$). This nonmonotonic behavior manifests itself in occurrence of a maximum at $B \neq 0$ and is due to significant magnetoresistivity connected with equilibrium charge carriers. The maximum occurs provided that equilibrium electron conductivity is more or equal to half of equilibrium heavy holes conductivity, that takes place in $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ with $x = 0.22$ at the temperatures 140–150 K.