

# Низкотемпературные аномалии фотоэлектромагнитного эффекта в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ $p$ -типа проводимости

© С.Г. Гасан-заде, М.В. Стриха, Г.А. Шепельский

Институт физики полупроводников Национальной академии наук Украины,  
252650 Киев, Украина

(Получена 25 августа 1998 г. Принята к печати 22 октября 1998 г.)

В кристаллах  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  ( $x = 0.20-0.30$ )  $p$ -типа в температурном диапазоне вымораживания дырок на акцепторные состояния ( $T < 30\text{ K}$ ) обнаружено знакопеременное поведение тока фотоэлектромагнитного эффекта в магнитном поле. Показано, что причиной аномалий фотоэлектромагнитного эффекта является изменение отношения концентраций равновесных и неравновесных носителей тока. Предложенная теоретическая модель, которая учитывает зависимость эффективной длины биполярной диффузии от указанного соотношения, хорошо объясняет наблюдаемые в эксперименте аномалии фотоэлектромагнитного эффекта.

## Введение

Полупроводниковый твердый раствор  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  (КРТ) уже достаточно длительное время используется в качестве материала для разработки фотоприемников излучения в инфракрасном диапазоне. При этом фотоприемники на основе КРТ, как правило, эксплуатируются в охлажденном режиме ( $T = 77-100\text{ K}$ ). Физические свойства КРТ к настоящему времени достаточно хорошо изучены. Это в первую очередь относится к материалу  $n$ -типа. Что касается КРТ с дырочной проводимостью, то, как известно, при низких температурах в электрических и гальваномагнитных свойствах материала  $p$ -типа проявляется ряд аномалий (см., например, обзор [1]). Некоторые из таких аномалий до сих пор не получили убедительной интерпретации.

То что практически все аномалии в физических свойствах  $p$ -КРТ выявляются лишь при низких температурах, очевидно, связано с резким уменьшением концентрации свободных дырок из-за их вымораживания на локализованные акцепторные состояния при  $T < 20-30\text{ K}$ . В этих условиях могут проявляться конкурирующие каналы проводимости  $n$ -типа. Они проявляют себя благодаря большому отношению подвижности электронов к подвижности дырок и вызваны наличием различного рода протяженных неоднородностей в кристаллах КРТ. Такие неоднородности связаны как с особенностями технологии выращивания и термической обработки твердых растворов КРТ, так и с образованием инверсных поверхностных слоев [2-4]. Фотоэлектрические и фотомагнитные явления могут оказаться особенно чувствительными к наличию в кристаллах или эпитаксиальных слоях пространственных неоднородностей. О первых результатах таких исследований сообщалось в работе [5].

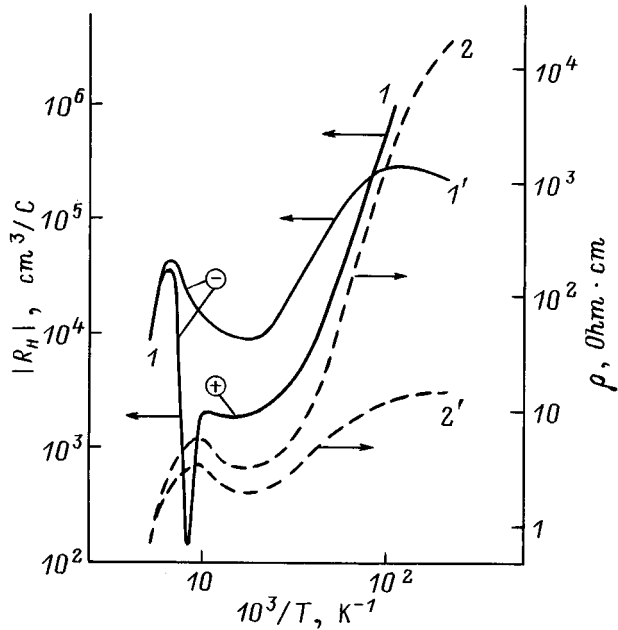
В настоящей работе сообщается об аномалиях фотоэлектромагнитного эффекта в  $p$ -КРТ в низкотемпературном диапазоне. Результаты полевых, температурных, спектральных и деформационных измерений фотоэлектромагнитного эффекта (ФМЭ) позволили предложить теоретическую модель, которая хорошо объясняет главные особенности ФМЭ в  $p$ -КРТ при низких температурах.

## Эксперимент

Были исследованы образцы  $p$ - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с составом  $x = 0.20-0.30$  и концентрацией нескомпенсированных примесей  $N_A - N_D = 2 \cdot 10^{15}-10^{18}\text{ см}^{-3}$ . Образцы изготавливались из монокристаллов КРТ, полученных методом направленной кристаллизации и отожженных в насыщенных парах ртути при  $T = 400^\circ\text{C}$ . Концентрация активных примесей определялась по величине коэффициента Холла  $R_H$  при температуре истощения примесей  $T = 78\text{ K}$ . При этом для определения концентрации свободных дырок величина  $R_H$  измерялась при достаточно сильном поле  $H > 3-5\text{ кЭ}$ , чтобы исключить вклад легких дырок в коэффициент Холла. Особое внимание было уделено обработке поверхности образцов. Предварительно полированные химико-механическим способом образцы непосредственно перед измерениями протравливались в 5%-ном растворе брома в метаноле с последующей промывкой в изобутиловом спирте. В отдельных случаях на поверхность образца наносился анодный окисел (АО), что приводило к образованию в приповерхностной области образца  $p$ -типа инверсного слоя с проводимостью  $n$ -типа. Электрические контакты наносились вплавлением индия. Линейные размеры образцов:  $0.4 \div 0.6 \times 1.5 \div 2 \times 6 \div 8\text{ мм}^3$ .

Измерения ФМЭ выполнялись по стандартной методике с модуляцией возбуждающего излучения. Источниками излучения служили глобар в диапазоне длин волн  $\lambda = 1-14\text{ мкм}$  и лазер ЛГ-126 ( $\lambda = 3.39\text{ мкм}$ ). Для исследуемых образцов условие слабого возбуждения  $\Delta p \ll p$  ( $\Delta p$  — концентрация неравновесных дырок) выполнялось для излучения глобара при всех исследуемых температурах  $T = 4.2-100\text{ K}$ , а для неослабленного излучения ЛГ-126 (мощность порядка  $5\text{ мВт}$ ) — при  $T = 20-30\text{ K}$ .

На рис. 1 представлены типичные температурные зависимости удельного сопротивления  $\rho$  и коэффициента Холла  $R_H$  для исследованных образцов  $p$ -типа. Эти зависимости окажутся полезными для понимания происхождения низкотемпературных фотоэлектрических аномалий. Экспоненциальный рост  $\rho$  и  $R_H$  в зависимости от  $1/T$  в низкотемпературной области примесной



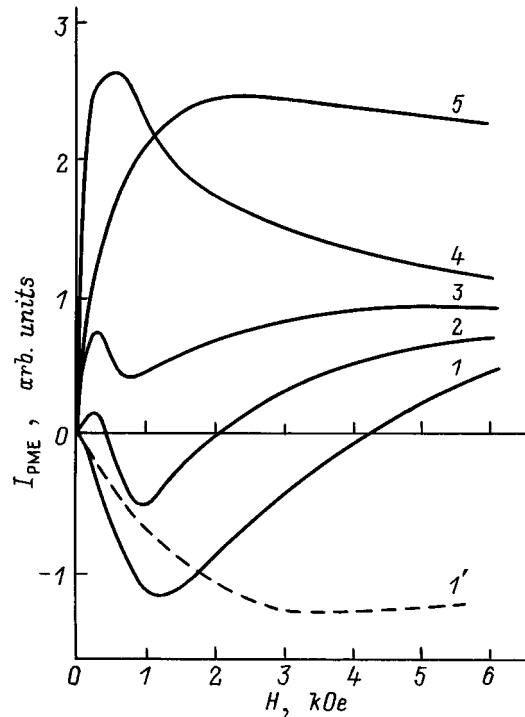
**Рис. 1.** Температурные зависимости коэффициента Холла  $R_H(I, I')$  и удельного сопротивления  $\rho$  (2, 2') для образца  $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  ( $x = 0.205$ ) для двух состояний поверхности: 1, 2 — свежестравленная поверхность; 1', 2' — поверхность с окислом. Величина  $R_H$  измерялась при  $H = 5$  кЭ. Параметры образца при  $T = 77$  К:  $\rho = 3.27 \cdot 10^{15}$  см<sup>3</sup>,  $\mu_p = 3.11 \cdot 10^2$  см<sup>2</sup>/(В · с).

проводимости ( $T < 30$  К) связан с вымораживанием свободных дырок на акцепторный уровень с глубиной залегания  $E_A = 5\text{--}7$  мэВ от дна валентной зоны. При этом на образцах со свежестравленной поверхностью (кривые 1, 2) в области самых низких температур величина  $\rho$  достигает настолько больших значений, что не удается надежно измерить значение  $R_H$ . На некоторых образцах в указанном диапазоне температур наблюдалась вторая смена знака  $R_H$ . Качественно схожие температурные зависимости  $\rho$  и  $R_H$  наблюдались у всех исследуемых образцов  $p$ -типа со свежестравленной поверхностью. После достаточно длительной выдержки в воздушной атмосфере ( $\sim 10$  ч) на поверхности кристалла образуется окисная пленка, которая способствует накоплению в приповерхностном слое электронов. В результате участок резкого роста зависимости  $\rho(1/T)$  заканчивается насыщением при меньших значениях  $\rho$ . Этот эффект еще более усиливается после нанесения на свежестравленную поверхность образца анодного окисла: в этом случае при низких температурах дырочная проводимость шунтируется проводимостью электронов приповерхностного инверсного слоя. В результате экспоненциальный участок на зависимостях  $\rho(1/T)$  и  $R_H(1/T)$  практически отсутствует, а  $R_H$  во всей области температур сохраняет отрицательный знак (рис. 1, кривая 1').

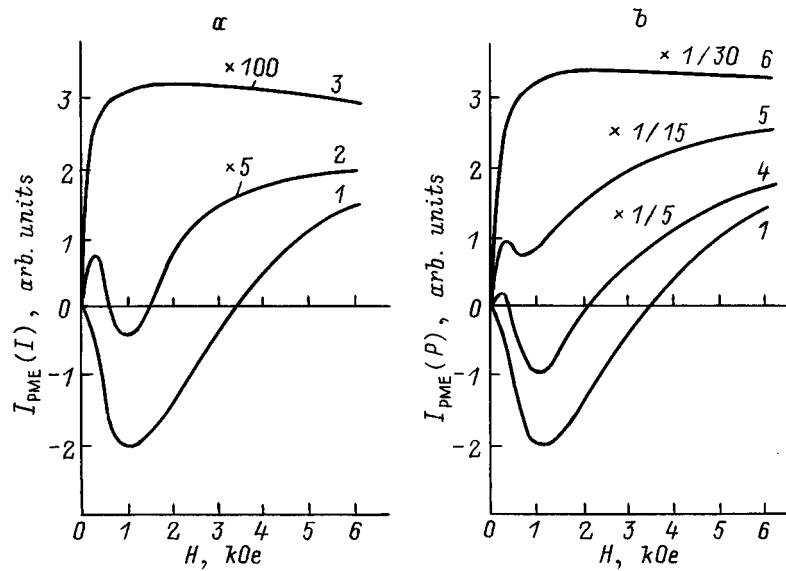
Полевые зависимости фотомагнитного тока при разных значениях температуры образца представлены на рис. 2. Как видно из рисунка, лишь при  $T > 30$  К

наблюдается обычная нормальная зависимость  $I_{\text{РМЕ}}(H)$ : характерный для кристаллов  $p$ -типа рост  $I_{\text{РМЕ}}$  при увеличении напряженности магнитного поля  $H$  с насыщением в области сильных полей для неосновных носителей тока — электронов (при  $\mu_n H/c \gg 1$ ). При  $T = 4.2$  К ФМЭ в значительной области  $H$  имеет отрицательный знак (в дальнейшем такой ФМЭ мы будем называть аномальным по аналогии с работами [6,7]). При несколько более высокой температуре ( $T = 6\text{--}8$  К) наблюдается двойная смена знака ФМЭ. Наконец, при  $T = 15\text{--}30$  К ФМЭ во всей области температур имеет нормальный знак, однако вклад аномальной (отрицательной) компоненты в полевую зависимость  $I_{\text{РМЕ}}$  оказывается еще заметным по характерному изгибу кривой в диапазоне  $H = 1\text{--}4$  кЭ.

Как следует из данных рис. 1, именно в интересующем нас диапазоне температур (4.2–30 К) происходит резкое уменьшение концентрации свободных дырок с понижением температуры. Поэтому естественно предположить, что одной из основных причин, приводящих к проявлению аномалий ФМЭ, оказывается изменение соотношения между плотностью неравновесных и равновесных носителей тока. Действительно, в исследуемых образцах при 4.2 К концентрация свободных дырок уменьшается на 3–4 порядка по сравнению с исходной и достигает значений  $10^{11}\text{--}10^{12}$  см<sup>-3</sup>. С другой стороны, время жизни дырок в этом же диапазоне температур, напротив,



**Рис. 2.** Полевые зависимости фотомагнитного тока  $I_{\text{РМЕ}}$ , измеренные при значениях температуры  $T$ , К: 1, 1' — 4.2, 2 — 7, 3 — 10, 4 — 20, 5 — 60. Образец тот же, что и на рис. 1. Интенсивность возбуждающего излучения  $I_0 \approx 4 \cdot 10^{16}$  кВт/(см<sup>2</sup> · с); длина волны  $\lambda = 3.39$  мкм. Штриховая линия — зависимость  $I_{\text{РМЕ}}(H)$  после анодного окисления.



**Рис. 3.** Полевые зависимости фотомангнитного тока  $I_{\text{PME}}$  для образца  $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  ( $x = 0.210$ ): *a* — при значениях интенсивности возбуждающего излучения ( $\lambda = 3.39$  мкм): 1 —  $I_0 \simeq 5 \cdot 10^{16}$  кВт/(см<sup>2</sup> · с), 2 —  $0.2 I_0$ , 3 —  $0.01 I_0$ ; *b* — при упругой деформации, кбар: 1 — 0, 4 — 1.7, 5 — 2.2, 6 — 3.0. Параметры образца при  $T = 77$  К:  $p = 3.94 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup>,  $\mu_p = 2.88 \cdot 10^2$  см<sup>2</sup>/(В · с).

возрастает [8]. Поэтому даже относительно слабые интенсивности излучения ( $I = 10^{15} \div 10^{16}$  кВт/(см<sup>2</sup> · с)) оказываются достаточными для достижения условия сильного возбуждения  $\Delta p/p \gg 1$ .

Для экспериментальной проверки приведенных выше доводов полевые зависимости ФМЭ были измерены при постоянной температуре 4.2 К и разных интенсивностях возбуждения  $I$ , а также при  $T = \text{const}$ ,  $I = \text{const}$  и одноосном напряжении. В первом случае соотношение  $\Delta p/p$  изменяется за счет уменьшения величины  $\Delta p$ , а во втором — за счет увеличения  $p$ . Рост  $p$  в последнем случае происходит из-за снижения энергии ионизации акцепторного уровня в КРТ при одноосном напряжении [9]. Как видно из рис. 3, в обоих случаях полевые зависимости ФМЭ обнаруживают те же особенности, что и на рис. 2. Отсюда следует, что аномалии ФМЭ проявляются лишь при условии  $\Delta p \gg p$ , т.е. при сильном возбуждении. Подчеркнем, однако, что условие сильного возбуждения для  $p$ -КРТ при низких температурах достигается при очень умеренных интенсивностях излучения.

Соотношение между нормальной и аномальной компонентами ФМЭ при прочих равных условиях может также изменяться из-за состояния поверхности образца. Относительная величина аномальной составляющей ФМЭ возрастает при образовании естественной окисной пленки на поверхности после длительной выдержки кристалла на воздухе. А после нанесения анодного окисла толщиной  $150 \div 200$  Å со значительной поверхностной плотностью положительного заряда в окисле  $5 \cdot 10^{11} - 10^{12}$  см<sup>-2</sup> ФМЭ при  $T = 4.2$  К имеет отрицательный знак во всей области исследованных  $H$  (рис. 2, кривая  $I'$ ).

## Теория

Известно [10,11], что в ряде случаев в полупроводниках реализуется аномальный ФМЭ, направление тока и полярность напряжения которого обратны по отношению к обычному. По физической природе различают диффузионный и полевой аномальный ФМЭ.

Первый из них реализуется в тонких полупроводниковых пластинах, когда при большой глубине проникновения света носители генерируются почти равномерно во всем объеме полупроводника, а рекомбинируют главным образом на поверхности с большой скоростью поверхностной рекомбинации. В случае, когда скорость рекомбинации на освещенной поверхности существенно больше, чем на темновой, диффузионный поток носителей будет направлен преимущественно по направлению к освещенной поверхности, и знак ФМЭ становится обратным по отношению к обыкновенному. Теория такого эффекта построена в [7]. В работе [12] она обобщена на случай скрещенных электрического и магнитного полей.

Напротив, полевой аномальный ФМЭ может реализовываться в толстой пластине ( $\alpha d \gg 1$ ), если вблизи от поверхности существует слой, обедненный основными носителями, и электрическое поле в области пространственного заряда (ОПЗ) тянет неосновные носители к освещенной поверхности. Обзор работ, посвященных аномальному ФМЭ, можно найти в [13].

Поскольку в КРТ для использованных в эксперименте длин волн коэффициент поглощения составляет  $\alpha \simeq 10^4$  см<sup>-1</sup>, а образцы являются достаточно толстыми, очевидно, что аномальный ФМЭ в исследуемом случае должен иметь не диффузионную, а полевую природу и

связан с наличием электрического поля приповерхностного объемного заряда [8]. Как следует из результатов многочисленных исследований [2–4], возникновение окисной пленки на поверхности кристаллов  $p$ -КРТ приводит именно к образованию приповерхностного слоя, обедненного основными носителями заряда (запорного слоя).

Отметим, что ранее теоретический анализ ФМЭ проводился в предположении независимости эффективной диффузионной длины  $L$  от концентраций носителей  $n$  и  $p$ . Такое предположение хорошо применимо для широкозонных материалов типа Ge и Si, где значения подвижностей электронов  $\mu_n$  и дырок  $\mu_p$  отличаются в 2–3 раза. Однако в узкозонных полупроводниках типа InSb и КРТ эти величины могут отличаться на порядки, что, как будет показано нами далее, приводит к существенным особенностям аномального ФМЭ в области "вымораживания" дырок.

Запишем, согласно [6], выражение для тока ФМЭ при наличии ОПЗ толщиной  $w$ :

$$I_{\text{ФМЭ}} = q\eta I(\mu_n + \mu_p) \frac{H}{c} \left[ -w \left( \frac{1 - \exp(-\alpha w)}{\alpha w} - \frac{\exp(-\alpha w)}{1 + \alpha L} \right) + \frac{L}{1 + s^*L/D} \frac{\alpha L}{1 + \alpha L} \right]. \quad (1)$$

Здесь  $q$  — заряд электрона,  $\eta$  — квантовый выход,  $I$  — интенсивность поглощаемого света,  $D$  — амбиполярный коэффициент диффузии,  $s^*$  — эффективная скорость поверхностной рекомбинации, учитывающая поверхностный изгиб зон. Первое слагаемое в квадратных скобках (1) описывает полевую ("аномальную") компоненту ФМЭ, второе — обыкновенный "диффузионный" ФМЭ. Из вида (1) понятно, что если первое слагаемое превышает по абсолютной величине второе, то ток ФМЭ изменяет знак и реализуется случай полевого аномального ФМЭ.

Существенно отметить, что выражение (1) получено в нескольких приближениях. В первую очередь полагалось, что  $L \gg w$ . Такое условие обеспечивает квазиравновесие носителей в объеме на границе с ОПЗ независимо от способа генерации неосновных носителей. Кроме того, полагалось, что образец является толстым и концентрация избыточных носителей на темновой поверхности равна нулю.

Соотношение полевой и диффузионной компонент в выражении (1) для узкозонного  $p$ -InSb исследовалось в работе [14]. Было показано, что при азотных температурах в области сравнительно малых  $H$  на образцах с большим значением  $s$  имеет место обычный диффузионный ФМЭ. Когда же с увеличением  $H$  диффузионная длина  $L$  уменьшается до некоторого критического значения, аномальный полевой ФМЭ начинает преобладать и ток ФМЭ изменяет знак. При этом для анализа зависимости  $I_{\text{ФМЭ}}(H)$  (1) в предыдущих работах, в частности в [14],

использовалось выражение

$$L(H) = L / \left[ (1 + (\mu_n H / c)^2) \right]^{1/2}, \quad (2)$$

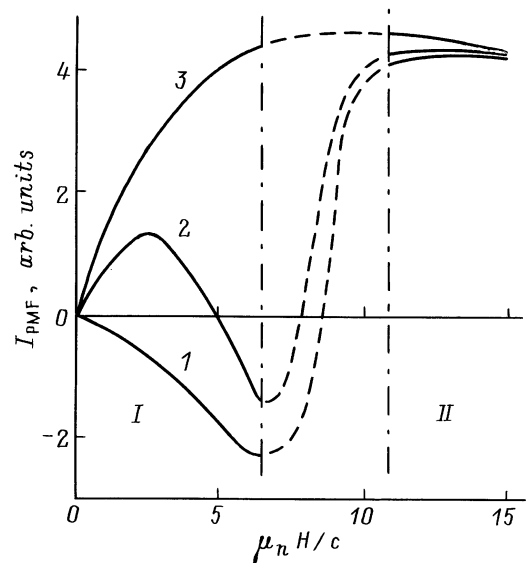
полученное как предельный случай из более общего выражения для  $L(H)$  (формулы (16), (18) работы [10]) для низких уровней инжекции  $\Delta n \ll n_0$ ,  $p_0$  и для примесного дырочного полупроводника  $n_0 \ll p_0$ . Однако в силу резкой асимметрии значений электронных и дырочных подвижностей приближение (2) для узкозонных полупроводников требует, как будет показано, значительно более сильных критериев применимости.

Запишем общее выражение для эффективной диффузионной длины [10] в удобном для дальнейшего использования виде:

$$L^2 = \tau D_n \frac{1 + n/p}{n\mu_n/p\mu_p + 1 + (\mu_n H / c)^2 (1 + \mu_p n / \mu_n p)}. \quad (3)$$

Здесь  $n = \Delta n + n_0$ ,  $p = \Delta p + p_0$ ,  $\tau$  — время жизни носителей в объеме (полагаем, что при всех уровнях инжекции темп рекомбинации в примесном полупроводнике остается линейным по концентрации избыточных неосновных носителей),  $D_n = kT\mu_n/q$  — коэффициент диффузии электронов.

Легко видеть, что выражение (2) является предельным случаем общего выражения (3) при выполнении значительно более сильного для узкозонных полупроводников соотношения  $n\mu_n/p\mu_p \ll 1$  (только выполнение такого соотношения позволяет пренебречь электронной проводимостью). Но, поскольку в узкозонных полупроводни-



**Рис. 4.** Полевая зависимость фотомангнитного тока  $I_{\text{ФМЭ}}$ , рассчитанная для полупроводника с параметрами узкозонного  $p$ -КРТ по формуле (1) при  $L(H) \ll w$  (область I) и по формуле, учитывающей только диффузионную компоненту в выражении (1) при  $L(H) \gg w$  (область II). Значения отношения концентраций  $n/p$ : 1 — 1, 2 — 0.5, 3 — 0.05. Штриховыми линиями показаны предполагаемые зависимости  $I_{\text{ФМЭ}}(H)$  в промежуточной области.

ках  $\mu_n \gg \mu_p$ , в общем случае анализ соотношения полевого и диффузионного членов в (1) следует проводить с учетом зависимости  $L(H, n/p)$  (3).

Выражение (3) нами рассчитано с учетом (1) для узкозонного материала с параметрами КРТ:  $D_n \approx 100 \text{ см}^2/\text{с}$ ,  $\tau \approx 10^{-8} \text{ с}$ ,  $\mu_n/\mu_p \approx 100$ ,  $\alpha \approx 10^4 \text{ см}^{-1}$ ,  $s^* \approx 10^5 \text{ см/с}$ ,  $w \approx 10^{-4} \text{ см}$ . На рис. 4 приведены результаты расчета для различных соотношений  $n/p$ . Видно, что для достаточно высоких уровней инжекции ( $n \approx \Delta n \approx p \approx \Delta p$ ) и истошающего изгиба зон, для всех  $H$ , для которых справедливо приближение  $L \gg w$ , доминирует полевое слагаемое в выражении (1) и имеет место аномальный ФМЭ. Как показывают числовые оценки соотношения (3), для КРТ с приведенными выше параметрами это приближение даже для малых  $H$  выполняется с небольшим запасом. Однако уже при  $n/p = 0.5$  в области малых  $H$  фотомагнитный эффект оказывается нормальным, и, только начиная с некоторого критического значения  $H$ , вместе с уменьшением  $L$  и убыванием диффузионного члена в формуле (1), ФМЭ изменяет знак. Отметим, что схожая зависимость реализовалась в  $p$ -InSb [14]. Наконец, при  $n/p \approx 0.05$  диффузионное слагаемое в (1) доминирует для всех  $H$ , для которых выполняется соотношение  $L \gg w$ , и ФМЭ является нормальным.

Таким образом, при низких температурах, когда имеет место вымораживание дырок и даже при невысоких уровнях инжекции легко достичь соотношения  $n = p$ , во всем диапазоне  $H$ , для которого применима формула (1), имеет место аномальный ФМЭ. Однако с уменьшением величины  $n/p$  можно перейти сначала к случаю, когда для малых  $H$  имеет место нормальный ФМЭ, а для более высоких — аномальный, а затем, при дальнейшем уменьшении  $n/p$  — к случаю когда во всем диапазоне  $H$  реализуется нормальный ФМЭ. В дырочном полупроводнике с изначально выморозженными дырками этого можно достичь тремя способами: уменьшая интенсивность излучения, а вместе с нею  $\Delta n$  и  $\Delta p$ ; повышая температуру и таким способом увеличивая  $p_0$ ; прикладывая одноосное сжатие и таким образом увеличивая  $p_0$  из-за уменьшения энергии связи мелких акцепторов [9]. Именно такая ситуация имела место в эксперименте (рис. 2, 3).

Как уже отмечалось, критерием применимости выражения (1) является выполнение соотношения  $L(H) \gg w$ . Однако, как показывают оценки согласно (3), для узкощелевых полупроводников с высоким соотношением подвижностей электронов и дырок этот критерий является очевидно неприменимым уже для сравнительно малых  $H$ . Наоборот, когда реализуется обратное неравенство  $L(H) \ll w$  и имеет место дополнительное соотношение  $\alpha w \ll 1$ , неосновные носители генерируются и рекомбинируют преимущественно вне ОПЗ. При этом ток ФМЭ описывается стандартным выражением для диффузионной компоненты ФМЭ в (1). Здесь  $s^*$  имеет значение модифицированной эффективной скорости поверхностной рекомбинации, которая описывает

скорость подведения электронов и дырок к границе ОПЗ, и аналогична по форме выражению для  $s$  в работе [14]. Поэтому для достаточно толстых образцов, в которых рекомбинацией избыточных носителей на темновой поверхности можно пренебречь, для исследуемого диапазона магнитного поля  $H$  имеет место нормальный ФМЭ. В диапазоне температур, соответствующем вымораживанию дырок и таким образом — достаточно высокому значению  $n/p$ , при умеренных значениях  $H$  имеет место аномальный ФМЭ. Однако при увеличении  $H$  до значения, определяемого из соотношения  $L(H) \approx w$ , происходит переход ФМЭ к нормальному знаку эффекта.

## Заключение

Экспериментально обнаружен ряд особенностей аномального фотоэлектромагнитного эффекта (ФМЭ) в  $p$ -CdHgTe в области низких температур, в частности двойная смена знака ФМЭ с увеличением поля  $H$ . Теоретическая модель позволяет однозначно связать эти особенности с вымораживанием свободных дырок на акцепторные состояния, когда ввиду резкой асимметрии значений электронных и дырочных подвижностей становится существенной электронная компонента фотомагнитного тока. Переход аномального ФМЭ в нормальный при увеличении магнитного поля  $H$  связан с уменьшением эффективной длины биполярной диффузии до линейных размеров области пространственного заряда (ОПЗ). Значение  $H$ , при котором происходит такой переход, может быть использовано для определения толщины ОПЗ. Из полученных результатов следует также вывод, что оценку рекомбинационных параметров полупроводникового типа  $p$ -CdHgTe при низких температурах по данным ФМЭ следует проводить только в условиях слабого возбуждения.

## Список литературы

- [1] V.I. Ivanov-Omskii, N.N. Berchenko, A.I. Elizarov. Phys. St. Sol. (a), **103**, 11 (1987).
- [2] R.B. Scoolar, B.K. Janousek, R.L. Alt, R.C. Carcallen, M.J. Danghtery, A.A. Fote. J. Vac. Sci. Techn., **21**, 164 (1982).
- [3] M.C. Chen. Appl. Phys. Lett., **51**, 1836 (1987).
- [4] А.И. Елизаров, Л.П. Зверев, В.В. Кружаев, Г.М. Миньков, О.Э. Рут. ФТП, **17**, 459 (1983).
- [5] С.Г. Гасан-заде, И.П. Жадько, Э.А. Зинченко, Е.С. Фридрих, Г.А. Шепельский. ФТП, **25**, 871 (1991).
- [6] С.М. Городницкий, Н.С. Жданович, Ю.И. Равич. ФТП, **7**, 1270 (1973).
- [7] D.H. Lile. Phys. Rev. B, **8**, 4708 (1973).
- [8] С.Г. Гасан-заде, В.В. Богобожий, И.П. Жадько, Э.А. Зинченко, Г.А. Шепельский. ФТП, **27**, 1508 (1993).
- [9] А.В. Германенко, Г.М. Миньков, О.Э. Рут. ФТП, **21**, 2006 (1987).
- [10] Ю.И. Равич. *Фотомагнитный эффект в полупроводниках и его применение* (М., Наука, 1967).

- [11] А.В. Саченко, О.В. Снитко. *Фотоэффекты в приповерхностных слоях полупроводников* (Киев, Наук. думка, 1984).
- [12] С.А. Студеникин, И.А. Панаев, В.А. Костюченко, Х.-М.З. Торчинов. *ФТП*, **27**, 744 (1993).
- [13] А.В. Саченко, Б.А. Новоминский, А.С. Калшабеков. *Ды-электрики и полупроводники*, **34**, 44 (1988).
- [14] Г.Г. Бабичев, Н.П. Жадько, В.А. Романов. *ФТП*, **9**, 2300 (1975).

*Редактор Т.А. Полянская*

## **Low-temperature anomalies of photoelectromagnetic effect in $Cd_xHg_{1-x}Te$ with $p$ -type conductivity**

S.G. Gasan-zade, M.V. Strikha, G.A. Shepelskii

Institute of Semiconductor Physics,  
National Academy of Sciences of Ukraine,  
252650 Kiev, Ukraine

**Abstract** The anomalies of photoelectromagnetic effect (PME) in  $p$ - $Cd_xHg_{1-x}Te$  (MCT) at low-temperature region were found. The results of the field, temperature, spectral and strain measurements of PME are reported. The main peculiarities of the PME in  $p$ -MCT at low temperatures are explained theoretically in terms of the phenomenon of the "freezing-out" of the holes in the acceptor states at low temperatures. The electron component of the current is essential under such conditions due to a large ratio of electron and hole mobilities. The transition of anomalous PME into the normal one with the increase of the magnetic field  $H$  is caused by the decrease of the effective length of bipolar diffusion to the linear size of the space charge region (SCR). The value of  $H$ , which characterizes this transition, can be used for determination of the SCR thickness.