

# Низкотемпературные аномалии фотоэлектромагнитного эффекта в $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ , обусловленные перезарядкой поверхностных состояний

© С.Г. Гасан-заде<sup>¶</sup>, М.В. Стриха, Г.А. Шепельский

Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева Национальной академии наук Украины, 01650 Киев, Украина

(Получена 31 июля 2007 г. Принята к печати 17 сентября 2007 г.)

В кристаллах  $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  обнаружен ряд аномалий фотоэлектромагнитного эффекта, которые не находят объяснения в рамках существующих теоретических представлений. Построена общая модель фотоэлектромагнитного эффекта для полупроводников с большим отношением подвижностей электронов и дырок и с учетом влияния пространственного заряда. Модель позволяет объяснить все экспериментально наблюдаемые аномалии фотоэлектромагнитного эффекта, в том числе двойную смену знака в магнитном поле. Сравнение теории с экспериментом дает возможность определить параметры материала. Предполагается, что пространственный заряд, ответственный за аномалии фотоэлектромагнитного эффекта, связан с наличием особых поверхностных состояний с очень высокой концентрацией ( $\sim 10^{13}\text{ см}^{-3}$ ), которые перезаряжаются из-за захвата ими неравновесных носителей.

PACS: 73.50.Gr, 73.50.Pz, 75.80.+q, 78.20.Ls

## 1. Введение

Исследование фотоэлектромагнитного эффекта (фотомагнитного эффекта, ФМЭ) по-прежнему остается одним из наиболее часто применяемых методов определения важных параметров полупроводниковых кристаллов (см. обзоры [1,2]). Особенно эффективным ФМЭ оказывается при исследовании поверхностных свойств, а также при определении параметров эпитаксиальных слоев, в частности степени их варизонности или других неоднородностей. Это связано с тем, что в отличие, например, от обычной фотопроводимости, ФМЭ, будучи фотоградиентным эффектом, „чувствует“ наличие и распределение неоднородностей по толщине исследуемого образца.

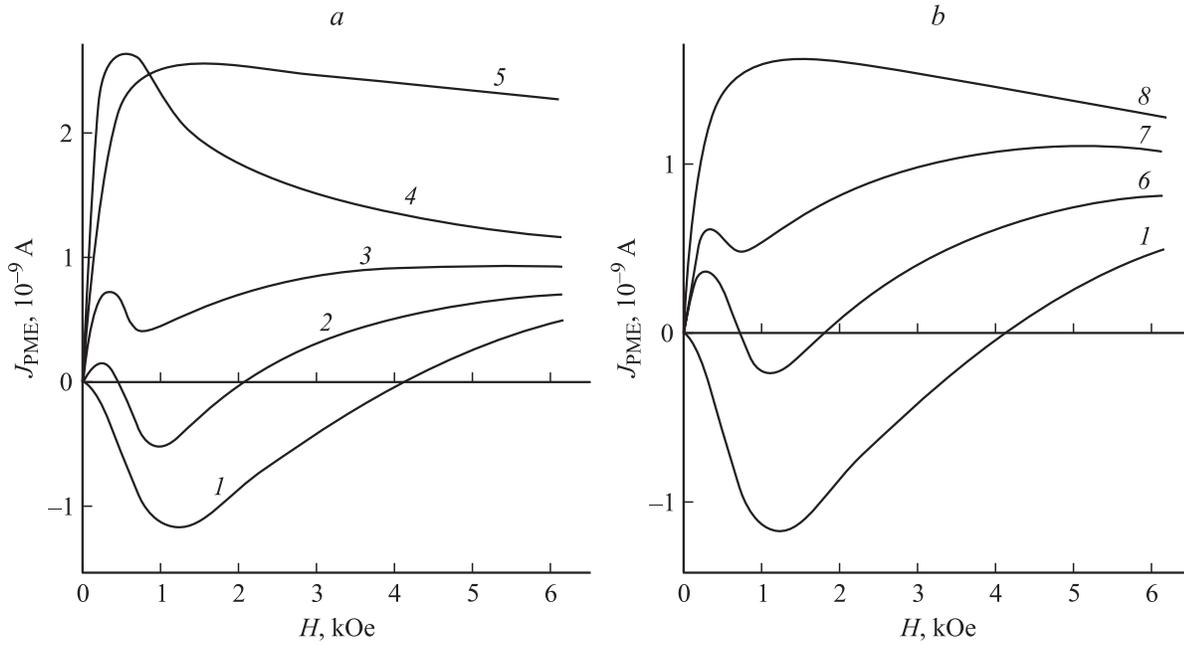
Как известно, в ряде случаев ток ФМЭ может изменять знак на противоположный. Теория такого аномального ФМЭ для разных условий была построена в [3,4]. Обычно она хорошо объясняет экспериментально наблюдаемые зависимости, в первую очередь для таких материалов, как германий и кремний. В то же время, как было показано недавно в [5], в узкозонном полупроводниковом соединении  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  фотомагнитный эффект обнаруживает ряд особенностей и аномалий. Аномалии заключаются в знакопеременном поведении фотомагнитного тока  $I_{\text{ФМЭ}}$  в магнитном поле  $H$  (в том числе с двойной переменной знака). При этом и знак, и сам вид магнитополевой характеристики ФМЭ критически зависят от интенсивности внешнего возбуждающего излучения и температуры образца, как это хорошо видно из рис. 1. Эти аномалии не могут быть поняты в рамках указанных выше теоретических моделей ФМЭ и требуют дополнительных теоретических и экспериментальных исследований. В [6] авторами данной работы

было показано, что учет реального соотношения концентраций неравновесных электронов ( $\Delta n$ ) и дырок ( $\Delta p$ ) может в ряде случаев приводить к двойному изменению знака тока ФМЭ. В [7] исследованы полевые и спектральные зависимости тока ФМЭ в эпитаксиальных слоях  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с учетом наличия окисла на поверхности пленки, а также варизонности пленки со стороны подложки.

При этом общая картина поведения ФМЭ в зависимости от магнитного поля, температуры, длины волны и интенсивности внешнего излучения (прежде всего для таких полупроводников, как дырочный  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ) до сих пор отсутствовала. Вместе с тем такие зависимости представляют несомненный интерес, поскольку именно на основе соединений  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  в настоящее время создаются фотодиоды, транзисторы и матричные фотоприемники для среднего и дальнего инфракрасных диапазонов [8]. В настоящей работе обосновывается модель, которая объясняет все особенности и аномалии ФМЭ в  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ , наблюдаемые в эксперименте.

Статья строится следующим образом. В разд. 2 обсуждается общая теория ФМЭ при наличии слоя приповерхностного заряда и разного соотношения между концентрациями неравновесных носителей (дырок и электронов). Теория также учитывает соотношение между диффузионной длиной и толщиной области пространственного заряда. В разд. 3 проводится сравнение теории с новыми экспериментальными данными. В разд. 4 обосновывается реальная физическая природа области пространственного заряда (ОПЗ) с учетом перезарядки поверхностных состояний большой концентрации, ранее в  $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  не известных. В Заключении обсуждается возможность использования полученных результатов для определения характеристик кристаллов  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ .

<sup>¶</sup> E-mail: gassan@isp.kiev.ua



**Рис. 1.** Экспериментальные зависимости  $J_{\text{PME}}(H)$  для образца  $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  ( $x = 0.205$ ,  $p_0 = 3.2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  при 78 К). *a* — интенсивность возбуждающего излучения  $I_0 \approx 5 \cdot 10^{16} \text{ фотон/см}^2 \cdot \text{с}$ , температура  $T$ , К: 1 — 4.2, 2 — 7, 3 — 10, 4 — 20, 5 — 60. *b* — температура 4.2 К, интенсивность возбуждения: 1 —  $I_0$ , 6 —  $0.2 I_0$ , 7 —  $0.05 I_0$ , 8 —  $0.01 I_0$ .

## 2. Теория

Ограничимся случаем дырочного образца  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  достаточно большой толщиной  $d$ , в котором свет с коэффициентом поглощения  $\alpha$  поглощается полностью ( $\alpha d \gg 1$ ). Для реальных кристаллов такое приближение применимо начиная с эпитаксиальных слоев толщиной в несколько мкм. В этом случае можно пренебречь рассмотренным в [3] эффектом, связанным с диффузией носителей к освещенной поверхности, которая в тонких образцах может приводить к изменению знака ФМЭ.

Будем также предполагать, что вблизи освещенной поверхности находится область пространственного заряда (ОПЗ) толщиной  $w$ , обедненная основными носителями (обычная ситуация для  $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ). Возможную физическую природу ОПЗ мы обсудим позже, при сопоставлении с экспериментальными данными. В области ОПЗ электрическое поле притягивает неосновные носители к освещенной поверхности, создавая в поперечном магнитном поле ток, противоположный по направлению обычному току ФМЭ. В случае, когда дрейфовая компонента ФМЭ превосходит по абсолютной величине диффузионную, и реализуется аномальный ФМЭ.

Как нетрудно показать, используя стандартную схему [1–3], фотомагнитный ток короткого замыкания образца  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  есть

$$J_{\text{PME}} = qh(\theta_n + \theta_p)D_{nH} \left[ \Delta n(w) - \Delta n(d) + \frac{1}{kT} \int_0^w j_n(x) dx \right]. \quad (1)$$

Здесь  $q$  — заряд электрона,  $h$  — ширина пластины,  $\theta_{n,p} = (H/c)\mu_{n,p}(E)$  — холловские углы для электронов

и дырок,  $\mu_{n,p}(E)$  — соответствующие подвижности, которые, вообще говоря, зависят от энергии носителей  $E$ ,  $D_{pH,nH} = \langle [D_{p,n}/(1 + \theta_{p,n}^2)] \rangle$ ,  $D_{n,p} = (k/q)\mu_{n,p}(E)$  — коэффициенты диффузии электронов и дырок,  $\langle \dots \rangle$  — символ усреднения по энергии,  $T$  — температура,  $k$  — постоянная Больцмана. Концентрация избыточных носителей  $\Delta n(x)$  находится из решения уравнения непрерывности с граничными условиями, учитывающими генерацию, а также рекомбинацию на освещенной и темновой поверхностях;  $x$  — координата в направлении, перпендикулярном поверхности.

Первые два слагаемые в квадратных скобках (1) описывают обыкновенную „диффузионную“ составляющую ФМЭ, третье слагаемое — дрейфовую составляющую, обусловленную влиянием ОПЗ вблизи освещенной поверхности. Влиянием ОПЗ вблизи „темной“ поверхности в толстых по сравнению с диффузионной длиной и обратным коэффициентом поглощения образцах можно пренебречь.

Влияние ОПЗ можно упрощенно учесть в рамках модели эффективной скорости поверхностной рекомбинации  $s_0$ , которая зависит от величины изгиба зон  $Y_s = (q/kT)[\psi_s - \psi_0]$ . Здесь  $\psi_0$  — потенциал середины запрещенной зоны в квазинейтральной области, а  $\psi_s$  — значение этого потенциала на поверхности. Изгиб зон полагаем положительным при изгибе их вниз. Величина  $s_0$  имеет физический смысл скорости „подведения“ носителей из объема в плоскость  $x = w$ . Такая упрощенная модель позволяет во многих случаях (но не во всех!) исключить из рассмотрения процессы движения и рекомбинации носителей в ОПЗ, которые достаточно сложны для анализа, поскольку они опре-

деляются не только диффузией, но и дрейфом в поле пространственного заряда.

Пределы применимости этой модели основываются на соблюдении требования квазинейтральности носителей заряда в объеме, на границе ОПЗ и на поверхности, независимо от способа генерации неравновесных носителей. Необходимым для этого является, в частности, выполнение соотношения  $L_d \gg w$  — диффузионная длина значительно превосходит толщину ОПЗ.

Общий вид  $J_{\text{ФМЭ}}$  (1) для произвольного соотношения  $L_d$  и  $w$  был получен в [4]:

$$J_{\text{ФМЭ}}(\omega) = q\eta(\theta_n + \theta_p)IwZ. \quad (2)$$

Здесь  $I$  — интенсивность падающего излучения,  $\omega$  — частота,  $\eta$  — квантовый выход. Для сравнения с экспериментом в [4,9] рассматривался предельный случай достаточно тонкого слоя ОПЗ, в котором можно пренебречь рекомбинацией. Для такого случая задача сильно упрощается:  $Z = Z_1 + Z_2$ , где  $Z_1$  и  $Z_2$  относятся соответственно к „диффузионной“ и „дрейфовой“ составляющим тока ФМЭ,

$$Z_1 = \frac{L_d}{(1 + s_0L_d/D)} \frac{\alpha(\omega)L_d}{1 + \alpha(\omega)L_d}, \quad (3)$$

$$Z_2 = -w \left[ \frac{1 - \exp(-\alpha w)}{\alpha w} - \frac{\exp(-\alpha w)}{1 + \alpha(\omega)L_d} \right]. \quad (4)$$

Отметим, что в (3), (4)  $D$  — амбиполярный коэффициент диффузии. Из (3), (4) видно, что при выполнении соотношения  $D/s_0w \gg 1$  ток ФМЭ имеет обычные величину и знак.

Напротив, при

$$D/s_0w \ll 1 \quad (5)$$

в спектральной области  $\alpha(\omega)^{-1} \gg d/s_0$  ток изменяет знак и реализуется случай аномального ФМЭ.

Как видно из (3), (4), существует область магнитных полей  $\theta_n \gg 1$ , в которой  $Z_2$  практически не зависит от  $H$ . Напротив,  $Z_1 \propto H^{-\gamma}$ , где  $1 \leq \gamma \leq 2$ , причем  $\gamma = 1$  для  $s_0(L_d/D)\theta_n \ll 1$ ,  $\gamma = 2$  для выполнения обратного соотношения [9]. Таким образом, с увеличением магнитного поля (что приводит к уменьшению  $D$ ), а также с увеличением  $s_0$  и  $w$  (чего можно достичь изменением поверхностного барьера или концентрации носителей) происходит переход от нормального к аномальному ФМЭ. Из соотношений (2), (4) следует, что дальнейшая (вторая) смена знака ФМЭ с увеличением магнитного поля происходить не может.

Однако при дальнейшем увеличении магнитного поля можно перейти к предельному случаю  $L_d \approx w$ , когда реализованный выше формализм неприменим. При этом пренебречь рекомбинацией в ОПЗ уже нельзя. Если скорость такой рекомбинации (в ОПЗ и непосредственно на освещаемой поверхности) недостаточно велика, то вблизи поверхности могут накапливаться затянутые сюда электрическим полем неосновные носители тока. Это в свою очередь создает большой дополнительный

диффузионный ток, направленный против поля. В результате может произойти вторая смена знака ФМЭ — на этот раз от отрицательного к положительному.

В этом случае в (2) для  $Z$  необходимо использовать общее решение, полученное в [4]:

$$Z = - \left[ \frac{1 - \exp(-\alpha w)}{\alpha w} - 1 \right] - \left[ 1 - \frac{\exp(-\alpha w)}{(1 + \alpha L_d)} \right] \times \left[ 1 + \frac{D}{s_0L_d} \right]^{-1} + \frac{D}{s_0w} \left[ 1 - \frac{\exp(-\alpha w)}{(1 + \alpha L_d)} \right] \left[ 1 + \frac{D}{s_0L_d} \right]^{-1}. \quad (6)$$

Отдельный интерес представляет учет зависимости тока ФМЭ от концентрации носителей. Заметим, что ранее (см., например, [9]) для зависимости диффузионной длины в дырочном полупроводнике от магнитного поля использовалось выражение

$$L_d(H) = \frac{L_d(0)}{(1 + \theta_n^2)^{1/2}}. \quad (7)$$

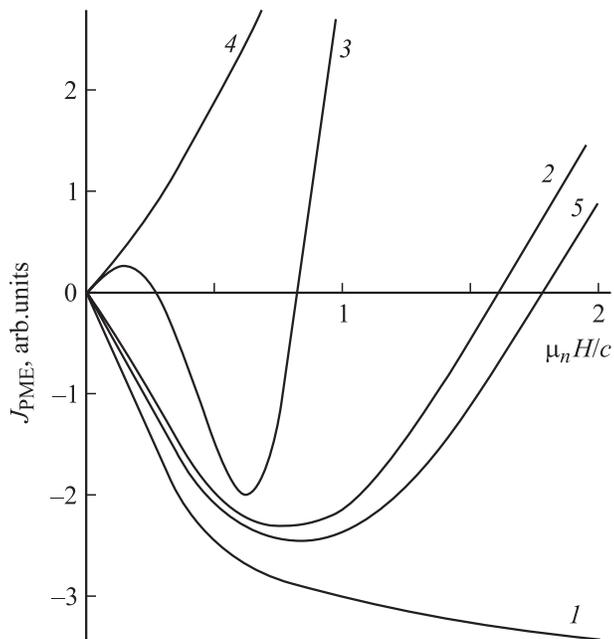
Однако это выражение является лишь одним из частных предельных случаев общих выражений работы [1]. В [6] нами было показано, что в материалах типа  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ , характеризующихся большой асимметрией электронных и дырочных подвижностей, следует использовать более общее выражение

$$L_d^2(H) = \frac{L_d^2(0)(1 + n/p)}{1 + n\mu_n/p\mu_p + \theta_n^2(1 + n\mu_p/p\mu_n)}. \quad (8)$$

Здесь  $n = n_0 + \Delta n$ ,  $p = p_0 + \Delta p$  — полные концентрации электронов и дырок. Легко видеть, что (7) является предельным случаем (8) для дырочного полупроводника при выполнении не только соотношения  $n \ll p$ , но и значительно более сильного неравенства  $n\mu_n/p\mu_p \ll 1$ . Поэтому в случае сильного возбуждения ( $n = p$ ) с учетом характерного для  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  соотношения  $\mu_n/\mu_p \approx 100$  видно, что значение эффективной диффузионной длины (8) может уменьшиться на порядок, а коэффициента диффузии — на 2 порядка. Таким образом, приложение сильного возбуждения к кристаллу, где в условиях слабого возбуждения наблюдается нормальный ФМЭ, может привести к выполнению критерия (5) и переходу к случаю аномального ФМЭ.

Напротив, повышение температуры в случае, когда полупроводник остается примесным и выполняемо соотношение (7), не приводит к существенному изменению диффузионной длины. Однако в этом случае происходит уменьшение ширины слоя ОПЗ (в приближении слоя Шоттки  $w \sim (p_0 - n_0)^{-1/2}$ ). Поэтому, если при низких (гелиевых) температурах выполним критерий (5) и наблюдается аномальный ФМЭ, то с возрастанием температуры должен происходить переход к нормальному эффекту во всем диапазоне магнитных полей.

Рассчитанная нами с учетом (2), (6), (8) характерная зависимость тока ФМЭ от магнитного поля для различных значений параметра  $D/s_0w$  (при фиксированных



**Рис. 2.** Расчетные зависимости тока ФМЭ от магнитного поля для  $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ : при фиксированном значении  $n/p \rightarrow 0$  для значений параметра  $D/s_0w = 0.70$  (1), 0.81 (2), 0.87 (3), 0.91 (4) и при фиксированном значении  $D/s_0w = 0.87$  для значений  $n/p \approx 0$  (3), 1 (5).

значениях  $n/p$ ) представлена на рис. 2. Как видно из рисунка, ток ФМЭ при увеличении магнитного поля может претерпевать одну или же две смены знака. Для достаточно малых значений  $D/s_0w$  ток ФМЭ остается отрицательным во всем диапазоне актуальных магнитных полей (кривая 1). С его увеличением начиная с некоторых значений  $H$  он становится положительным из-за появления дополнительного диффузионного тока, направленного против тока, обусловленного электрическим полем ОПЗ (кривая 2). С дальнейшим увеличением  $D/s_0w$  ток ФМЭ становится положительным при малых  $H$ , затем меняет знак и становится отрицательным, а потом меняет знак еще один раз и вновь становится положительным (кривая 3). Наконец, начиная с некоторого значения  $D/s_0w$  ток ФМЭ положителен во всем диапазоне актуальных  $H$  (кривая 4).

Важной также оказывается зависимость вида кривых ФМЭ от соотношения концентрации электронов и дырок (ср. кривые 3 и 5). Для случая низкого уровня возбуждения ( $n/p$  мало), когда происходит двойная смена знака ФМЭ, увеличение уровня возбуждения (и, как следствие, увеличение  $n/p$ ) может приводить к виду кривой лишь с одной сменой знака.

Отметим, что из-за высокой чувствительности вида кривых тока ФМЭ к изменению перечисленных выше параметров сопоставление экспериментально полученных кривых с теоретическими может служить эффективным методом определения характеристик полупроводникового материала.

### 3. Экспериментальные результаты и их сопоставление с теорией

Исследовались образцы  $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  состава с  $x = 0.20\text{--}0.30$  и с концентрацией нескомпенсированных примесей  $N_A - N_D = 2 \cdot 10^{15}\text{--}10^{16}\text{ см}^{-3}$ . Образцы изготавливались из монокристаллов  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ , полученных методом направленной кристаллизации и отожженных в насыщенных парах ртути при  $400^\circ\text{C}$ . Концентрация активных примесей определялась по величине коэффициента Холла  $R_H$  при температуре истощения примесей  $T = 78\text{ К}$ . Чтобы исключить вклад легких дырок в коэффициент Холла, последний измерялся в достаточно сильном поле,  $H > (3\text{--}5)\text{ кЭ}$ . Особое внимание было уделено обработке поверхности образцов. Предварительно полированные химико-механическим способом образцы непосредственно перед измерениями протравливались в 5%-м растворе брома в метаноле с последующей промывкой в изобутиловом спирте. В отдельных случаях на поверхность образца наносился анодный окисел, что приводило к образованию в приповерхностной области образца  $p$ -типа инверсного слоя с проводимостью  $n$ -типа. Электрические контакты наносились вплавлением индия. Линейные размеры образцов:  $(0.4\text{--}0.6) \times (1.5\text{--}2) \times (6\text{--}8)\text{ мм}$ .

Измерения ФМЭ выполнялись по стандартным методикам с модуляцией возбуждающего излучения. В ряде случаев одновременно с модулированным излучением на кристалл направлялась также постоянная (немодулированная) подсветка, как правило, с той же длиной волны, что и модулированный свет. Источниками излучения служили глобар в диапазоне длин волн  $\lambda = 1\text{--}14\text{ мкм}$ , лазер ЛГ-126 ( $\lambda = 0.63, 1.15$  и  $3.39\text{ мкм}$ ).

Как это видно из рис. 1,  $a, b$ , и знак, и сам вид магнитопольевой характеристики ФМЭ зависят от интенсивности внешнего возбуждающего излучения и температуры образца. Обычная нормальная зависимость  $J_{PME}(H)$  наблюдается (при любой интенсивности излучения) лишь при достаточно высокой температуре. С другой стороны, при наиболее низких температурах ( $T = 4.2\text{ К}$ ) для получения нормальной магнитопольевой зависимости  $J_{PME}(H)$  требуется наиболее слабая интенсивность излучения. Отметим, что для кристаллов  $p$ -типа проводимости нормальная зависимость  $J_{PME}(H)$  характеризуется начальным линейным ростом при увеличении напряженности магнитного поля  $H$  с последующим насыщением в области сильных полей для неосновных носителей тока — электронов ( $\mu_n H/c > 1$ ). Однако, как видно из приведенных кривых, при  $T = 4.2\text{ К}$  ФМЭ в значительной области  $H$  имеет отрицательный знак, т. е. оказывается аномальным.

Очевидными параметрами „привязывания“ теории к эксперименту являются точки пересечения кривой  $J_{PME}(H)$  с осью абсцисс, которые определяются экспериментально с большой точностью. Ввиду чрезвычайной чувствительности этой кривой к параметру  $D/s_0w$  представляется возможным в ходе одного

эксперимента с высокой степенью точности определить значения параметров  $L_d$ ,  $D$ ,  $s_0$ ,  $w$ , применяя метод подгонки. Полученные выше экспериментальные зависимости удается хорошо описать приведенными в предыдущем разделе теоретическими кривыми согласно (2), (6), (8) для следующих параметров образца  $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ :  $\alpha = 10^4 \text{ см}^{-1}$ ,  $L_d(0) = 5 \cdot 10^{-4} \text{ см}$ ,  $D(0) = 2.5 \text{ см}^2/\text{с}$ ,  $s_0 = 10^3 \text{ см}/\text{с}$ ,  $w = (2-2.5) \cdot 10^{-5} \text{ см}$ . Очевидно, такие значения отвечают использованным выше приближениям. Хорошо согласуется с теорией и наблюдаемый на ряде образцов переход магнитополевой зависимости ФМЭ с увеличением уровня возбуждения от случая с двумя сменами знака к случаю с одной сменой знака.

#### 4. Физическая природа области пространственного заряда

Отдельного обсуждения требует вопрос о физической природе ОПЗ.

Ранее [6] мы связывали пространственный заряд, вызывающий аномалии тока ФМЭ, с наличием на поверхности  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  окисла, содержащего значительный положительный заряд. В результате в приповерхностной области кристалла  $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  возникает запирающий изгиб зон, объясняющий наблюдаемые аномалии ФМЭ. Однако серьезное возражение против такой модели появилось после проведенных нами специальных исследований ФМЭ в зависимости от состояния поверхности образца.

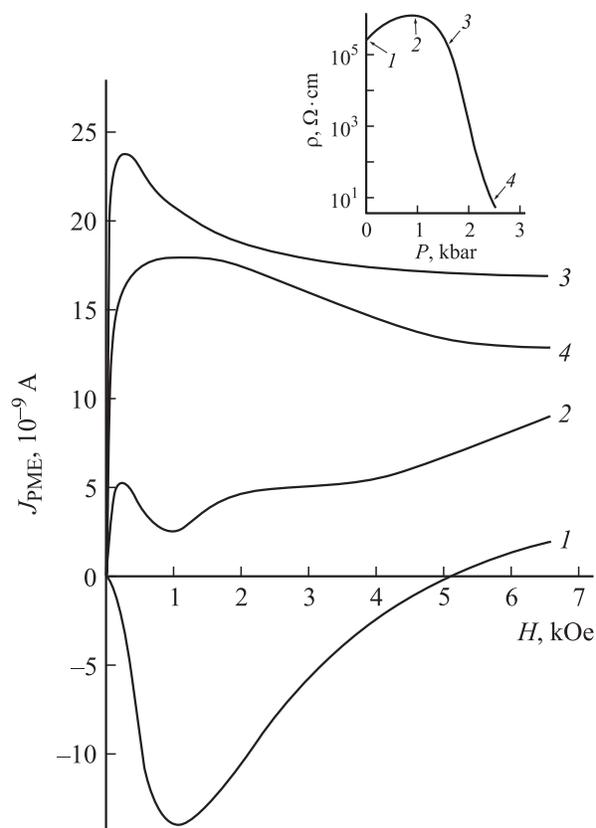
Окисный слой на поверхности создавался двумя способами. После выдержки кристалла в обычных атмосферных условиях в течение нескольких дней на поверхности формируется естественный окисел толщиной  $\sim 50 \text{ \AA}$  и с плотностью заряда обычно меньше  $10^{11} \text{ см}^{-2}$ . При анодном окислении удается получить окисел толщиной  $300-500 \text{ \AA}$  с плотностью положительного заряда  $\sim 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Если же исследуемый образец сразу после полирующего травления поместить в криостат с жидким гелием, то на его поверхности сколько-нибудь заметный окисный слой не успевает сформироваться (при этом поверхностная пленка как результат травления в растворе бром-метанола, разумеется, остается и после промывки образца).

Оказалось, что аномалии ФМЭ наблюдаются и в последнем случае, т.е. практически в отсутствие окисла на поверхности образца. Отсюда следует вывод, что вызывающий аномалии фотомагнитного тока пространственный заряд следует связывать не с наличием приповерхностного окисла, а скорее всего — с электронными состояниями, находящимися непосредственно на поверхности образца.

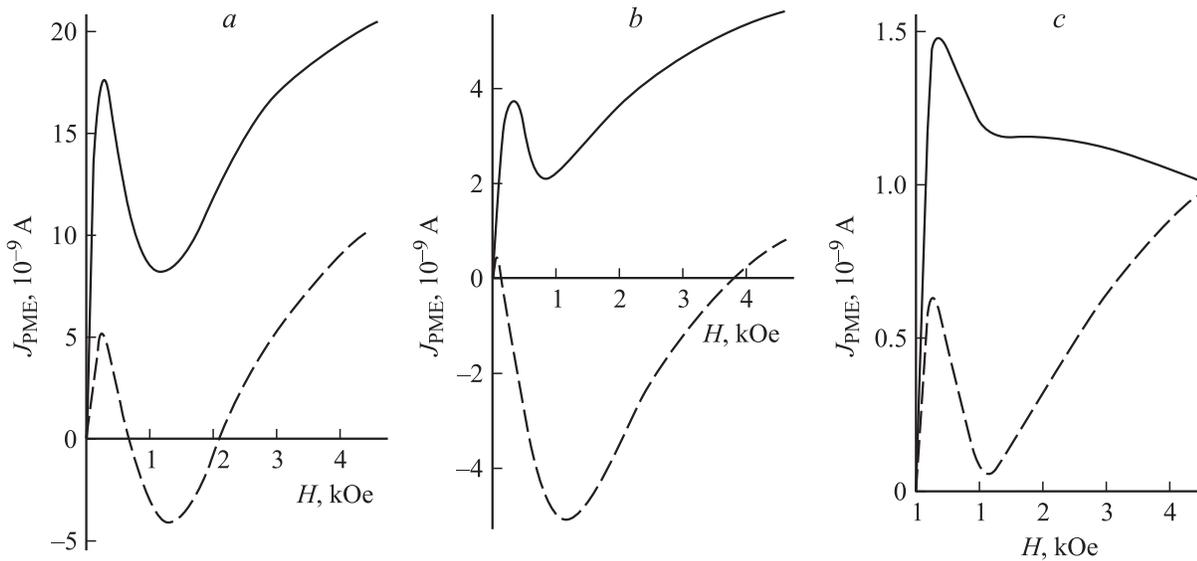
Исходя из достаточно узкого низкотемпературного диапазона существования аномалий ( $T < 15 \text{ К}$ ) можно предположить, что возникновение аномальной фотоэдс связано с некоторым мелким состоянием дефектов (или примесей), расположенных непосредственно

на „свежепротравленной“ поверхности  $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  и способных захватывать положительный заряд (дырки). Энергетические уровни таких примесей или дефектов в отсутствие внешнего излучения должны быть преимущественно не занятыми в указанном температурном диапазоне вплоть до  $T = 4.2 \text{ К}$ , поскольку лишь в этом случае они могут играть роль центров захвата (или прилипания). Внешнее излучение с большим коэффициентом поглощения приводит к захвату свободных носителей и таким образом — к перезарядке поверхностных состояний образца [10].

Учитывая указанный выше температурный диапазон, можно заключить, что глубина залегания обсуждаемых поверхностных энергетических состояний относительно краев зон не должна превышать 1 мэВ. При этом необходимо, чтобы дополнительный заряд был положительным, так как только в этом случае возможен дополнительный изгиб зон, обеспечивающий аномальный ФМЭ в образце  $p$ -типа проводимости. Это сразу указывает на расположение таких уровней на фоне состояний запрещенной зоны  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ; они не могут быть донорами и должны находиться вблизи вершины валентной зоны. Действительно, мелкие донорные уровни с энергией 1–2 мэВ в  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  оказываются ионизованными да-



**Рис. 3.** Экспериментальные зависимости тока ФМЭ от магнитного поля для разных значений приложенного одноосного давления  $P$ . На вставке — зависимость удельного сопротивления  $\rho$  от  $P$ . Номера кривых соответствуют давлениям, указанным на вставке.  $T = 4.2 \text{ К}$ . Интенсивность модулированного излучения  $I = I_0$ .



**Рис. 4.** Зависимости тока ФМЭ от магнитного поля для разных значений интенсивности модулированного излучения (сплошные кривые) и с подсветкой. Интенсивность модулированного излучения: *a* —  $I_0$ , *b* —  $0.25 I_0$ , *c* —  $0.02 I_0$ . Интенсивность подсветки: *a* —  $0.25 I_0$ , *b* —  $I_0$ , *c* —  $0.25 I_0$ .

же при самых низких температурах и не могут служить центрами прилипания (перезарядки).

В дырочном  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  уровень Ферми  $E_F$  находится вблизи  $E_A$  — уровня основного электрически активного акцептора (или акцепторной зоны), обеспечивающего дырочную проводимость кристалла. Энергия  $E_A$  зависит от концентрации акцепторов, степени компенсации кристалла и в исследованных образцах находилась в пределах 4–6 мэВ. Обсуждаемый же поверхностный уровень  $E_s$  при низких температурах должен находиться значительно ниже уровня  $E_F$ , с тем чтобы его состояния оставались преимущественно свободными для дырок.

Для подтверждения правильности предложенной модели нами были выполнены дополнительные контрольные опыты. Замысел первого из них основан на избирательном воздействии упругой одноосной деформации на энергию ионизации мелких примесных центров. Упругое напряжение приводит к расщеплению состояний вершины валентной зоны и понижает энергию основного состояния акцепторов, не оказывая в то же время заметного воздействия на энергию связи мелких донорных состояний [11].

Из экспериментальных зависимостей, показанных на рис. 3, можно сделать два вывода. Во-первых, оказывается, что рассматриваемые нами поверхностные уровни действительно связаны с валентной зоной, поскольку деформация приводит к их ионизации. Во-вторых, как это видно из деформационных зависимостей тока ФМЭ, ионизация мелких акцепторов ( $E_s \approx 1$  мэВ) происходит уже при столь низких значениях упругого напряжения  $P$ , когда заселенность основного акцепторного уровня с энергией  $E_A \approx 6$  мэВ еще практически не изменяется. Последнее легко контролируется по измерению электрической проводимости образца (т.е. практически

по концентрации свободных дырок в валентной зоне) в зависимости от величины упругой деформации. Как видно из рис. 3, знак ФМЭ становится нормальным во всем диапазоне  $H$  уже при относительно небольших значениях  $P$ . В то же время концентрация свободных дырок в образце при этом никак не увеличивается. Отметим, что наблюдаемый незначительный начальный рост электрического сопротивления с увеличением деформации не имеет концентрационной природы, а связан с воздействием деформации на прыжковую проводимость, характерную для  $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  в низкотемпературном диапазоне.

Таким образом, в упруго деформированном кристалле происходит „наложение“ поверхностных акцепторных состояний на непрерывные состояния валентной зоны. В результате эти акцепторы перестают быть центрами прилипания и не могут уже вызывать перезарядку поверхности.

Второй контрольный опыт заключается в применении дополнительной стационарной подсветки с длиной волны из области межзонного поглощения (в наших опытах подсветка имела, как правило, ту же длину волны, что и возбуждающее модулированное излучение). Очевидно, стационарная подсветка должна независимо от модулированного излучения заполнять состояния центров прилипания — поверхностных акцепторов, ответственных за аномальную составляющую ФМЭ. За исходное состояние мы примем нормальную полевою зависимость ФМЭ, которая (в отсутствие подсветки), как упоминалось выше, соответствует наиболее слабой интенсивности модулированного возбуждающего излучения. Оказалось, что, используя стационарную подсветку и варьируя ее интенсивность, можно полностью управлять видом полевою зависимости ФМЭ, включая и двойную

смену знака (рис. 4). Таким образом, по отношению к перезарядке поверхностных уровней действие стационарной подсветки оказывается практически полностью аналогичным воздействию модулированного излучения. Напомним, что полезный сигнал записывается только на частоте модуляции (обычно  $10\text{--}10^3$  Гц).

Очевидно, что поверхностная плотность описанных выше центров прилипания должна быть достаточно большой, чтобы обеспечить значительную величину тянущего поля. Оценка, сделанная по величине тока или напряжения ФМЭ, приводит к плотности  $\sim 10^{13}$  см $^{-2}$ . При этом указанная величина не является верхней границей. Следует отметить, что нам не приходилось встречать в литературе упоминания о наличии в  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  или других узкозонных полупроводниках центров абсорбционной природы со столь высокой плотностью.

Отметим также, что глубокие уровни в объеме  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  были предметом многочисленных экспериментальных исследований (см., например, [12]). Что касается поверхностных состояний, то нам не известны работы, в которых бы они исследовались посредством фотоэлектрических или фотоэлектромагнитных измерений.

## 5. Заключение

Построена общая модель ФМЭ для кристаллов с большим отношением подвижностей электронов и дырок и с учетом влияния ОПЗ. Модель позволяет объяснить все экспериментально наблюдаемые аномалии ФМЭ, в том числе двойную смену знака в магнитном поле. При этом, в отличие от предыдущих работ, учтен предельный случай больших магнитных полей и, таким образом, малых диффузионных длин, когда уже нельзя пренебречь рекомбинацией в ОПЗ.

Сравнение теории с экспериментом позволяет определить параметры материала. При этом критериями „привязывания“ теории к эксперименту являются точки пересечения кривой  $J_{\text{ФМЭ}}(H)$  с осью абсцисс. Ввиду чрезвычайной чувствительности этой кривой к значению параметра  $D/s_0w$  в процессе подгонки представляется возможным с большой точностью в ходе одного эксперимента определить значения  $L_d$ ,  $D$ ,  $s_0$ ,  $w$ .

В отличие от предыдущих представлений пространственный заряд, ответственный за аномалии ФМЭ, следует связать не с наличием приповерхностного окисла, а с существованием особых состояний непосредственно на поверхности кристалла, которые могут перезарядаться под влиянием внешнего возбуждения. Здесь можно говорить об обнаружении в  $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  ранее неизвестного типа поверхностных состояний с высокой концентрацией.

## Список литературы

- [1] Ю.И. Равич. *Фотоэлектромагнитный эффект в полупроводниках и его применение* (М., Сов. радио, 1967).
- [2] M. Nowak. *Progr. Quant. Electon.*, **11**, 205 (1987).

- [3] D.H. Lile. *Phys. Rev. B*, **8**, 4708 (1973).
- [4] С.М. Городецкий, Н.С. Жданович, Ю.И. Равич. *ФТП*, **7**, 1270 (1973).
- [5] V.I. Ivanov-Omskii, N.N. Berchenko, A.I. Elizarov. *Phys. Status Solidi A*, **103**, 11 (1987).
- [6] С.Г. Гасан-заде. М.В. Стриха, Г.А. Шепельский. *ФТП*, **33**, 574 (1999).
- [7] S.G. Gassan-zade, S.V. Staryj, M.V. Strikha, G.A. Shepelsky. *Ukr. J. Phys.*, **49**, 160 (2004).
- [8] В.И. Стафеев, В.П. Пономаренко, А.М. Филачев. *Тез. докл. 6-й Росс. конф. по физике полупроводников* (СПб., 2003) с. 188.
- [9] Г.Г. Бабичев, И.П. Жадько, В.А. Романов. *ФТП*, **9**, 2300 (1975).
- [10] С.М. Рывкин. *Фотоэлектрические явления в полупроводниках* (М., Физматгиз, 1963).
- [11] F.T. Vasko, M.V. Strikha. *Phys. Status Solidi B*, **181**, 447 (1994).
- [12] В.И. Туринов. *ФТП*, **38**, 1129 (2004).

Редактор Л.В. Шаронова

## Low temperature anomalies of photoelectromagnetic effect caused by recharge of surface states in $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$

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

V. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics,  
National Academy of Sciences of Ukraine,  
01650 Kiev, Ukraine

**Abstract** A number of photoelectromagnetic effect anomalies, that can not be explained within the existing theoretical models, were observed in  $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ . The general model of the effect for semiconductors with the large ratio of the electron to hole mobilities, and with the respect of space charge region effect, was developed. The model enables us to explain the observed anomalies of photoelectromagnetic effect including the double change of current polarity in magnetic field. The comparison of theory with experimental data enables us to determine the crystal parameters. It was suggested, that space charge responsible for the anomalies was connected with existence of special surface states with high concentration ( $\sim 10^{13}$  cm $^{-2}$ ) which were recharged due to capture of nonequilibrium carriers.