

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК $Mn_xHg_{1-x}Te$

© С.Г.Гасан-заде, В.И.Каленик, Г.А.Шепельский

Институт физики полупроводников Национальной академии наук Украины,
252650 Киев, Украина
(Получена 14 декабря 1994 г. Принята к печати 27 февраля 1995 г.)

Измерены спектральные, температурные и полевые зависимости фотопроедводимости и фотоэлектромагнитного эффекта в кристаллах $Mn_xHg_{1-x}Te$ n - и p -типов. Обнаружены особенности фотоэлектрических характеристик в низкотемпературном ($T < 30 \div 40$ К) диапазоне: прилипание неосновных носителей тока и разогрев электронов излучением в материале n -типа; воздействие вымораживания основных носителей тока на время жизни фотопроедводимости в материале p -типа. Определены параметры носителей тока и установлены основные механизмы рекомбинации.

Полупроводниковое соединение $Mn_xHg_{1-x}Te$ (МРТ) рассматривается как альтернативный по отношению к $Cd_xHg_{1-x}Te$ (КРТ) материал для разработки фотоприемников в инфракрасном (ИК) диапазоне 8–14 мкм. Есть основания полагать, что главным преимуществом МРТ может оказаться большая стабильность связи Hg–Te. Это обеспечивает более высокую стабильность как кристаллической решетки, так и состояния поверхности и границы раздела окисел–полупроводник. Кроме того, из-за наличия в кристаллической решетке магнитного иона Mn^+ появляется дополнительная возможность управления характеристиками материала с помощью внешнего магнитного поля. Наряду с большим количеством публикаций, посвященных особенностям зонной структуры, магнитным и магнитооптическим свойствам МРТ, обращает на себя внимание ограниченное число работ о фотоэлектрических свойствах материала.

В настоящей работе приведены результаты исследований спектральных, полевых и температурных зависимостей фотопроедводимости ($\Phi\Pi$) и фотоэлектромагнитного эффекта ($\Phi M \mathcal{E}$) в монокристаллическом МРТ.

Измерения проводились на образцах $Mn_xHg_{1-x}Te$ ($x = 0.09 - 0.11$) с электронным и дырочным типом проводимости. Образцы изготавливались из кристаллов МРТ, полученных модифицированным методом вертикальной плавки с последующей термообработкой в парах ртути [1]. Размеры образцов (мм): $l_x = 8 \div 10$, $l_y = 0.5 \div 1$, $l_z = 2 \div 2.5$. После

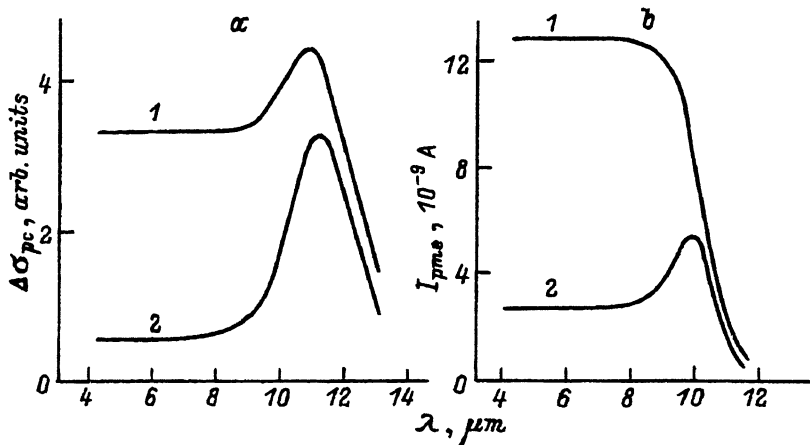


Рис. 1. Спектральные зависимости фотопроводимости (а) и фотомагнитного эффекта (б) для образца 1 (см. таблицу) при 84 К: 1 — образец с исходной поверхностью, 2 — поверхность с анодным окислом. Фотомагнитный эффект измерялся при $H = 5 \text{ кЭ}$.

механической обработки образцы непосредственно перед измерениями подвергались химическому травлению в 5% растворе брома в метаноле с последующей промывкой в изобутиловом спирте. В ряде случаев на поверхности xz образца наносился анодный окисел. Анодная пленка толщиной $500 \div 700 \text{ \AA}$ формировалась в водноэтиленгликолевом электролите на основе гидроксида калия [2]. Токовые контакты наносились на грани yz , а потенциальные (для холловских измерений) — на поверхности xy . Спектральные и полевые характеристики ФП и ФМЭ измерялись в диапазоне температур $4.2 \div 290 \text{ К}$ и магнитных полей $H = (0-17) \text{ кЭ}$.

Измерения ФП и ФМЭ проводились по стандартным методикам с низкочастотной модуляцией возбуждающего излучения. Источники излучения: глобар либо лазер ЛГ-126 (длина волны излучения $\lambda = 3.39 \text{ мкм}$). При этом выполнялись условия слабого сигнала $\Delta n, \Delta p \ll n, p$, где Δn и Δp — концентрации неравновесных носителей тока.

Отметим, что ширина запрещенной зоны E_g при $T = 80 \text{ К}$ определялась по длинноволновой границе ФП. Типичные спектральные характеристики ФП МРТ приведены на рис. 1, а.

Параметр состава x определялся из соотношения

$$E_g(x, T) = -0.253 + 3.446x + 4.9 \cdot 10^{-4}T - 2.55 \cdot 10^{-3}x$$

при 80 К [3]. Эффективные значения холловских подвижности $\mu = \sigma |R_H|$ и концентрации $n = 1/e |R_H|$ носителей тока были получены при разных значениях напряженности магнитного поля и температуры. Значения подвижности неосновных носителей тока в образцах p -типа μ_n и безразмерная скорость поверхностной рекомбинации S определялись из анализа полевых и спектральных зависимостей ФП и ФМЭ. При этом $S = sL/D$, где s — эффективное значение скорости поверхностной рекомбинации, L и D — соответственно длина диффузионного смещения и коэффициент биполярной диффузии носителей тока.

Обработка результатов измерений проводилась с применением известных соотношений (см., например, [4]), описывающих характеристики ФП и ФМЭ для образцов большой толщины $l_y > \alpha^{-1}L$, где α — коэффициент поглощения света. Последовательность определения рекомбинационных параметров образцов была следующей. Из соотношения $V_{pc}(0)/V_{pc}(\infty) = 1 + S$ находилась безразмерная скорость поверхностной рекомбинации. Здесь $V_{pc}(0)$ и $V_{pc}(\infty)$ — соответственно величины сигналов в максимуме ($\alpha L < 1$) и в области насыщения ($\alpha L \gg 1, S$) на спектральной зависимости ФП. После этого значение $L = \sqrt{D\tau_{pme}}$ и характеристические времена для ФП τ_{pc} и для ФМЭ τ_{pme} определялись из абсолютных значений V_{pme} и V_{pc} с использованием соотношений, упрощенных для случая сильного поглощения ($\alpha L \gg 1, S$).

Отметим, что некоторые параметры, например скорость поверхностной рекомбинации и подвижность неосновных носителей тока, были впервые определены в широком температурном диапазоне.

Параметры исследованных образцов приведены в таблице.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Для образцов n -типа зависимости ФМЭ от напряженности магнитного поля H при $T = 78$ К имеют линейный характер во всем исследуемом диапазоне полей до $H = 17$ кЭ. Из-за низкой подвижности дырок μ_p условия сильного поля $\mu_p H > 1$ не удается достичь, поэтому по полевым зависимостям ФМЭ оказывается невозможным определить дрейфовую подвижность дырок в кристаллах n -типа. Холловская подвижность дырок в образцах p -типа находилась в пределах $(2-6) \cdot 10^2$ см²/В·с. Напротив, для кристаллов с дырочным типом проводимости на полевых зависимостях $I_{pme}(H)$ отклонение от линейности происходит уже при относительно небольших напряженностях поля ($H \approx 3$ кЭ при $T = 80$ К), что свидетельствует о выполнении неравенства $\mu_n H \gg 1$ для электронов (рис. 2). Поэтому в p -МРТ по полевым зависимостям I_{pme} удается определить подвижность неосновных носителей тока — электронов в широком диапазоне температур $4.2 \div 240$ К (рис. 3). Полученная температурная зависимость $\mu_n(T)$ имеет характерный максимум при $T = 80$ К, что свидетельствует о значительной степени компенсации исследуемых образцов.

Характеристики $I_{pme}(H)$ были получены для образцов как со свежеразобранной поверхностью, так и с поверхностью, покрытой анодным окислом. Из полевых зависимостей ФМЭ (рис. 2), а также из спектральных характеристик (рис. 1) видно, что скорость поверхностной рекомбинации в кристаллах p -типа возрастает при нанесении на поверхность образца анодной пленки. Этот результат соответствует представлению о наличии значительного положительного заряда, встроенного в окисел. Встроенный заряд вызывает вблизи поверхности обогащающий изгиб зон у образцов n -типа. И, напротив, у образцов p -типа индуцируется обедняющий изгиб зон, что приводит к возрастанию скорости поверхностной рекомбинации в p -МРТ [5].

В цитируемой работе сообщалось также о воздействии ультрафиолетового излучения на состояние границы раздела окисел-полупроводник при низких ($T < 80$ К) температурах. В результате такого воздействия из-за перезарядки ловушек окисла происходит нейтрализация встроенного заряда и изменение спектральных характеристик ФП и ФМЭ.

Параметры исследованных образцов $Mn_xHg_{1-x}Te$, $T = 80$ К

N образца	x	E_g , мэВ	Тип проводимости	n, p , $см^{-3}$	μ_n , $см^2/V \cdot с$	μ_p , $см^2/V \cdot с$	τ_{trn} , с	τ_{trp} , с	S исходный образец	S образец с АО
1	0.098	103	p	$4.62 \cdot 10^{15}$	$6.91 \cdot 10^4$	$3.83 \cdot 10^2$	$5.9 \cdot 10^{-8}$	$1.1 \cdot 10^{-7}$	0.66	4.12
2	0.110	143	p	$6.33 \cdot 10^{15}$	$5.65 \cdot 10^4$	$2.65 \cdot 10^2$	$1.7 \cdot 10^{-8}$	$7.0 \cdot 10^{-8}$	0.48	3.76
3	0.105	125	n	$6.81 \cdot 10^{14}$	$8.28 \cdot 10^4$	—	$3.8 \cdot 10^{-7}$	$5.8 \cdot 10^{-7}$	0.60	2.31
4	0.094	92	n	$1.97 \cdot 10^{15}$	$1.19 \cdot 10^5$	—	$1.1 \cdot 10^{-7}$	$2.1 \cdot 10^{-7}$	0.49	—

Примечание. Значения τ_{tr} , τ_{trn} соответствуют максимуму на температурных зависимостях $\tau(1/T)$ (см., например, рис. 3). АО — анодное окисление.

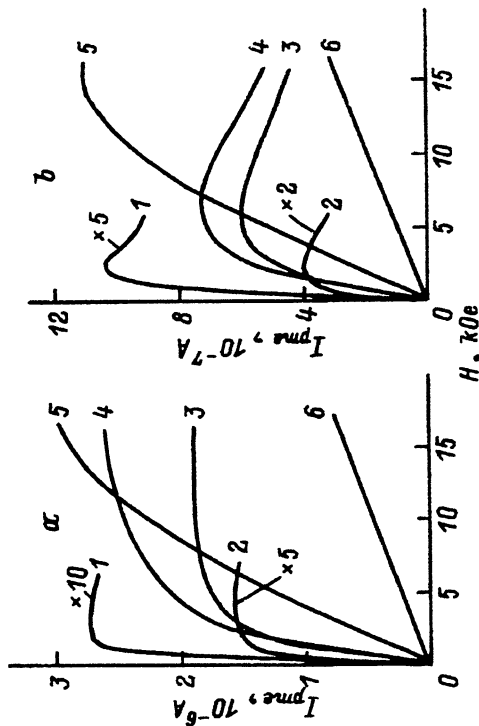


Рис. 2. Зависимость фотомагнитного эффекта от магнитного поля для образца 1 с исходной поверхностью (а) и с окисленной поверхностью (б) при разных значениях температуры T , К: 1 — 4.2, 2 — 30, 3 — 84, 4 — 120, 5 — 180, 6 — 240, $\lambda = 3.39$ мкм.

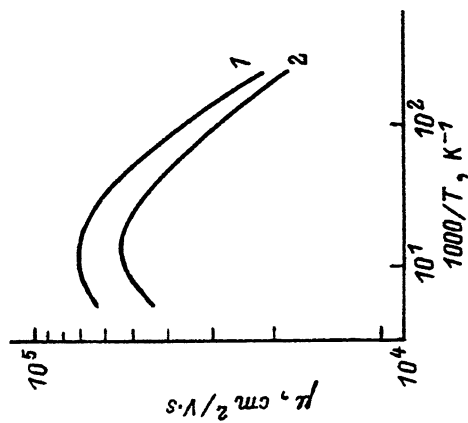


Рис. 3. Температурные зависимости подвижности электронов в p - $Mn_xHg_{1-x}Te$. Номера у кривых соответствуют номерам образцов в таблице.

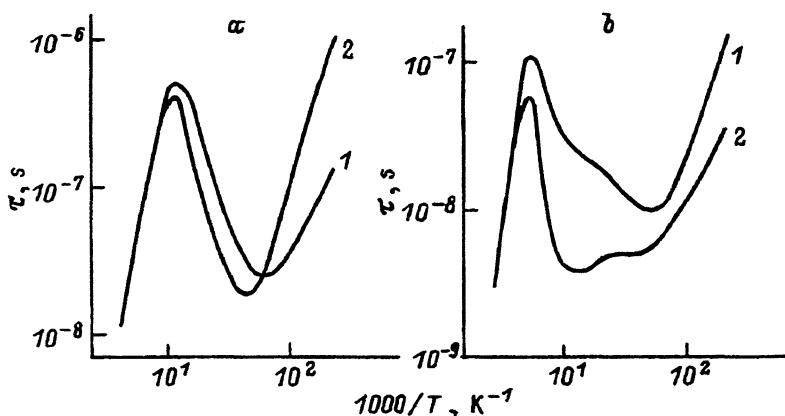


Рис. 4. Температурные зависимости τ_{pc} (1) и τ_{pme} (2) для образцов 3 (а) и 2 (б). $\lambda = 3.39$ мкм.

Другая особенность фотоэлектрических характеристик в кристаллах p -МРТ с анодно-окисленной поверхностью заключается в нестандартном виде спектральной характеристики ФМЭ — наличии максимума вблизи края поглощения (рис. 1, б, кривая 2). Максимум в спектре ФМЭ остается и после удаления анодного окисла и исчезает лишь после снятия проповерхностного слоя образца толщиной $10 \div 12$ мкм путем химического травления. Ранее аналогичные особенности ФМЭ наблюдались в кристаллах p -КРТ с анодно-окисленной поверхностью [6]. Они объяснялись возникновением концентрационной неоднородности в процессе окисления. Указанная неоднородность распространяется в глубь образца от поверхности и характеризуется заниженной для p -типа концентрацией основных носителей тока. Как показывает анализ [7], необходимым условием наблюдения таких спектральных характеристик ФМЭ является выполнение неравенства $(\mu_n^0 + \mu_p^0)D^0 > (\mu_n^{un} + \mu_p^{un})D^{un}$. Здесь $\mu_{n(p)}^0$, D^0 и $\mu_{n(p)}^{un}$, D^{un} — подвижности электронов (дырок) и коэффициенты биполярной диффузии неравновесных носителей тока в однородной и неоднородной частях объема соответственно. Поскольку $\mu_n \gg \mu_p$, указанное неравенство может легко выполняться именно в кристаллах p -типа. При прочих равных условиях нестандартный вид зависимости $I_{pme}(\lambda)$ согласно расчету должен более отчетливо проявляться в случае большей скорости поверхностной рекомбинации на возбужденной излучением поверхности. В нашем случае это подтверждается видом спектров ФП (рис. 1, а, кривая 2), из которой получено значение $1 + S = 5.12$. Как видно из приведенной таблицы, такая величина S значительно превышает среднее значение S для образцов p -МРТ без окисного покрытия.

Температурные зависимости времени жизни носителей тока представлены на рис. 4. При расчете времени жизни по результатам измерений ФП и ФМЭ предполагалось, что по крайней мере в температурном диапазоне несобственной проводимости выполняются неравенства для p -типа при $20 \text{ K} < T \leq (150-160) \text{ K}$:

$$n\mu_n \ll p\mu_p, \quad n\tau_p \ll p\tau_n;$$

для n -типа (практически во всем температурном диапазоне):

$$p\mu_p \ll n\mu_n, \quad p\tau_n \ll n\tau_p.$$

В этом случае τ_{pc} будет приблизительно соответствовать времени жизни основных носителей тока, а τ_{pme} — неосновных.

Из вида зависимостей $\tau(1/T)$ можно сделать несколько заключений. В области достаточно высоких температур τ_{pc} и τ_{pme} определяются межзонной ударной рекомбинацией (рекомбинацией Оже) и имеют практически одинаковое значение. При этом для образцов n -типа указанный температурный диапазон распространяется заметно дальше в сторону низких температур по сравнению с образцами p -типа. В диапазоне более низких температур ($T < (100-110)$ К для n -типа и $T < (160-180)$ К для p -типа) температурный ход τ удовлетворительно описывается механизмом Шокли-Рида. При этом расчетные значения глубины залегания центров рекомбинации для n -типа оказываются в пределах (50 ± 5) мэВ, а для p -типа в пределах (70 ± 10) мэВ, т.е. выше вершины валентной зоны.

В области наиболее низких температур ($T < 30$ К) происходит рост τ с понижением температуры. Однако характер зависимости $\tau(1/T)$ для образцов n - и p -типа, по-видимому, имеет различную природу.

Низкотемпературный рост τ_{pc} в образцах n -типа естественно связать с захватом неосновных носителей — дырок — на мелкий уровень прилипания, как это происходит в n - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ [8-10]. Что же касается τ_{pme} , то при понижении температуры ($T < 30$ К) τ_{pme} начинает превышать значение τ_{pc} для одного и того же образца. Соотношение $\tau_{pme} > \tau_{pc}$ лишено реального физического смысла и свидетельствует о том, что в выражении $L = \sqrt{D\tau_{pme}}$, которое используется для определения τ_{pme} , величина D не соответствует действительному значению и оказывается значительно меньше реального значения D . Напомним, что для кристаллов n -типа коэффициент диффузии D определяется подвижностью дырок.

Полевые зависимости I_{pme} для кристаллов n -типа указывают на причины такого несоответствия. На рис. 5 видно, что если при достаточно высоких температурах $T = (80-100)$ К полевые характеристики ФМЭ остаются практически линейными, то при понижении температуры происходит заметное отклонение от линейности. Быстрое насыщение полевой зависимости ФМЭ (при $T = 4.2$ К оно происходит при $H \simeq 1$ кЭ), а также наличие осцилляций, очевидно связанных с квантованием Ландау, свидетельствует о том, что ФМЭ в данных условиях определяется не дырочной, а электронной компонентой проводимости. Указанные выше особенности ФМЭ при низких температурах ранее были обнаружены и хорошо изучены в кристаллах n - InSb и n - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. Они объяснялись на основе представлений о разогреве электронов излучением [11]. Поскольку МРТ по своим свойствам очень похож на КРТ, наблюдаемые аномалии вполне могут быть интерпретированы по аналогии с КРТ. Таким образом, при низких температурах для кристаллов n -типа в ФМЭ доминирует разогревная составляющая — по существу эффект Нернста-Эттингаузена на горячих электронах. А разогревная составляющая ФМЭ в полупроводнике n -типа определяется как раз параметрами основных носителей тока —

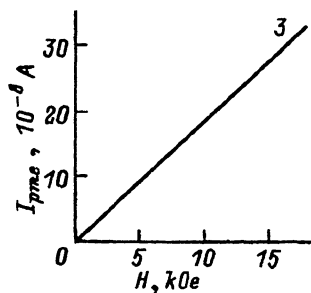
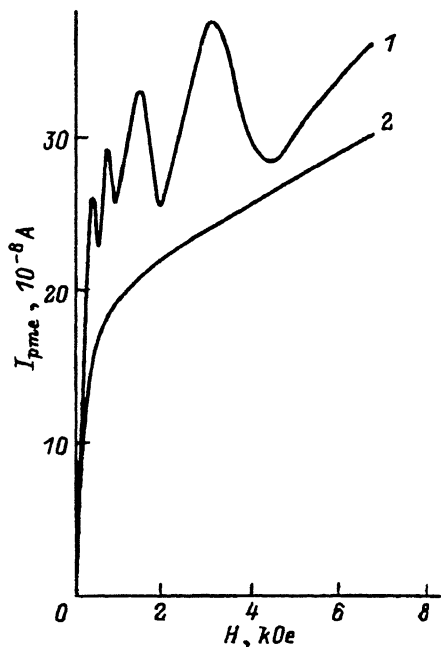


Рис. 5. Зависимости фотомагнитного эффекта от напряженности магнитного поля для *n*-МРТ (образец 4) при разных значениях температуры T, K : 1 — 4,2, 2 — 30, 3 — 100. $\lambda = 3.39$ мкм.

электронов. Отсюда становится понятным и несоответствие в значении D . В низкотемпературном диапазоне использование коэффициента биполярной диффузии становится некорректным, и определяемое из эксперимента τ_{pme} выражает уже не время жизни неосновных носителей тока, а время релаксации энергии разогретых электронов, а L — длину остывания электронов [11].

В образцах *p*-типа рост τ_{pc} в низкотемпературном диапазоне трудно объяснить прилипанием неосновных носителей тока, поскольку такая зависимость должна сопровождаться уменьшением τ_{pme} . Однако, как видно из рис. 4, *b* (кривая 2) τ_{pme} также возрастает с понижением температуры. Указанные зависимости могут свидетельствовать о смене механизма рекомбинации в кристаллах *p*-типа при низких температурах. Последнее связано с резким уменьшением концентрации равновесных дырок при $T < (40-50) K$ из-за вымораживания их на мелкий акцепторный уровень с энергией активации $E_a = (4-6)$ мэВ. Эффект вымораживания проявляется и в температурной зависимости удельного сопротивления. Поэтому при $T < (20-30) K$ ФП в образцах *p*-типа будет определяться дырками, а время жизни τ_{pc} — рекомбинацией через глубокий уровень: $\tau = 1/\gamma_p p_0$, где γ_p — сечение захвата дырок, а p_0 — концентрация равновесных дырок, которая убывает с понижением температуры.

Таким образом, совместное измерение характеристик ФП и ФМЭ позволяет выявить особенности фотоэлектрических свойств МРТ и определить параметры неравновесных носителей тока.

Работа выполнялась при поддержке Государственного комитета по науке и технике Украины.

Список литературы

- [1] О.А. Бондарук, О.П. Городничий, Н.В. Шевченко. В сб.: *Материалы VII Всесоюзного симпозиума «Полупроводники с узкой запрещенной зоной и полуметаллы»* (Львов, 1986) ч. 2, с. 37.
- [2] О.Г. Ланская, В.И. Каленик, Е.П. Лиленко. В сб.: *Материалы Всесоюзного семинара «Примеси и дефекты в узкозонных полупроводниках»* (Павлодар, 1989) ч. 1, с. 32.
- [3] A. Rogalski. *Infr. Phys.*, **31**, 117 (1991).
- [4] Ю.И. Равич. *Фотомангнитный эффект в полупроводниках и его применение* (М., 1963) с. 93.
- [5] С.Г. Гасан-заде, И.П. Жадько, Э.А. Зинченко, В.И. Каленик, И.М. Раренко, В.А. Романов, Г.А. Шепельский. *ФТП*, **26**, 1100 (1992).
- [6] С.Г. Гасан-заде, И.П. Жадько, Э.А. Зинченко, Е.С. Фридрих, Г.А. Шепельский. *ФТП*, **25**, 871 (1991).
- [7] Г.Г. Бабичев, В.В. Дякин, И.П. Жадько, Э.А. Зинченко, В.В. Коваль, В.А. Романов. *УФЖ*, **33**, 1723 (1988).
- [8] I. Galas, I. Allegre, C. Fan. *Phys. St. Sol. (b)*, **107**, 275 (1981).
- [9] Н.Л. Баженов, Б.Л. Гельмонт, В.И. Иванов-Омский, А.А. Малькова, В.К. Огородников, Т.Ц. Тотиева. *ФТП*, **16**, 109 (1982).
- [10] С.Г. Гасан-заде, В.В. Богобаящий, И.П. Жадько, Э.А. Зинченко, Г.А. Шепельский. *ФТП*, **27**, 1508 (1993).
- [11] Р.И. Лягущенко, И.Н. Яссиевич. *ФТТ*, **9**, 3547 (1967).

Редактор Т.А. Полянская

Low temperature photoelectric property peculiarities of $Mn_xHg_{1-x}Te$

S.G. Gasan-zade, V.I. Kalenik, G.A. Shepel'skii

Institute of Semiconductor Physics, National Academy of Sciences of Ukraine,
252028 Kiev, Ukraine

We have carried out experimental investigation of spectral, temperature and field dependence of photoconductivity and photomagnetic effect in n - and p -type $Mn_xHg_{1-x}Te$ crystals. In low temperature range ($T < 30-40$ K) we have found photoelectric property peculiarities: capture of minority carriers and heating of electrons by radiation in n -type material; influence a freeze out of majority carriers in p -type $Mn_xHg_{1-x}Te$. The carrier parameters was determined and principal recombination mechanisms was defined.