

# О природе «тяжелых» электронов в бесщелевом полупроводнике HgTe *p*-типа

© М.И. Даунов<sup>¶</sup>, И.К. Камиллов, С.Ф. Габитов

Институт физики Дагестанского научного центра Российской академии наук,  
367003 Махачкала, Россия

(Получена 18 июня 2007 г. Принята к печати 30 мая 2008 г.)

Для объяснения низкотемпературных особенностей электронного транспорта в бесщелевом полупроводнике *p*-HgTe предлагается модель, согласно которой „тяжелыми“ электронами являются электроны зоны проводимости, локализованные в ямах флуктуационного потенциала. Проанализированы экспериментальные данные о температурах, магнитополевых и барических зависимостях коэффициента Холла  $R(T, H, P)$  и удельной электропроводности  $\sigma_0(T, P)$  в слабо легированном умеренно компенсированном и в сильно легированном образцах *p*-HgTe.

PACS: 72.20.Fr, 72.20.Mu, 71.20.Nr, 71.55.Gs

## 1. Введение

Происхождение „тяжелых“ электронов, участвующих в процессах переноса в бесщелевых и узкозонных полупроводниках CdHgTe *p*-типа, трактуется неоднозначно [1–3]. Предполагают, что они либо связаны с поверхностными состояниями, либо являются объемными. Эти тяжелые носители заряда, вероятно, принадлежат акцепторной зоне и либо обусловлены наличием макроскопических включений *n*- и *p*-типа проводимости, либо наличием глубокого акцепторного уровня. Наиболее распространенным объяснением генезиса „тяжелых“ электронов является наличие поверхностного инверсионного слоя *n*-типа. Прорыв в изучении *p*-CdHgTe оказался возможным благодаря исследованиям электронного транспорта при всестороннем давлении в квазibesщелевых полупроводниках (КБП) [4–9]. КБП — это полупроводники, в которых равная нулю энергетическая щель индуцирована глубокими примесными центрами, уровень энергии которых располагается на хвосте плотности состояний валентной зоны. Аномалии кинетических свойств КБП *p*-типа, аналогичные соответствующим особенностям в *p*-CdHgTe, в частности двукратная инверсия знака коэффициента Холла и его отрицательный знак при низких температурах, определялись флуктуациями концентрации заряженных центров, создающими потенциальный рельеф дна зоны проводимости, спецификой энергетического спектра и при определенном уровне легирования и компенсации — формированием состояния типа сильно легированного полностью компенсированного полупроводника [7]. Было отмечено, что в КБП и в бесщелевых полупроводниках в процессах переноса в переходной области, когда уровень Ферми и уровень протекания зоны проводимости почти совпадают ( $\epsilon_F \approx \epsilon_{PC}$ ), одновременно принимают участие делокализованные „легкие“ и расположенные в флуктуационных ямах потенциального рельефа „тяжелые“ электроны зоны проводимости [8]. Было также выяснено, что парциальный по акцепторной зоне коэффициент Холла

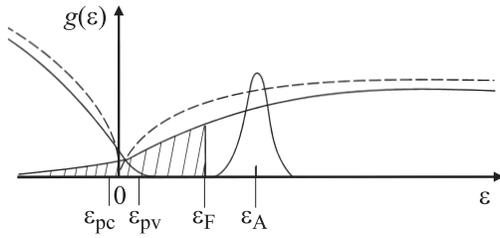
$R_A > 0$  не зависит от степени заселенности акцепторной зоны  $0 < N_A^-/N_A < 1$ , т.е. происхождение „тяжелых“ электронов не связано с акцепторной зоной [8]. Наконец, на характерном примере КБП *p*-InAs с концентрацией глубоких акцепторов  $N_A < 10^{17} \text{ см}^{-3}$  в работе [9] по исследованиям при всестороннем давлении показана неправомерность объяснения особенностей электронного транспорта наличием инверсионного слоя *n*-типа (см., например, [10]).

В данной статье на примере *p*-HgTe предлагается модель для объяснения происхождения „тяжелых“ электронов, участвующих в процессах переноса, а также низкотемпературных особенностей электронного транспорта в слабо легированных полупроводниках *p*-CdHgTe. Проанализированы экспериментальные данные о температурах, магнитополевых и барических зависимостях коэффициента Холла  $R(T, H, P)$  и удельной электропроводности  $\sigma_0(T, P)$  в слабо легированном и в сильно легированном образцах *p*-HgTe.

## 2. Результаты исследований и их обсуждение

**2.1.** Известно [1–3], что в исследованных к настоящему времени кристаллах *p*-HgTe всегда имеются мелкие донорные центры с нулевой энергией активации, образующие с зоной проводимости единую зону делокализованных состояний. Формирование единой зоны делокализованных состояний обусловлено: квантовым уширением уровней мелких доноров, так как в наиболее совершенных кристаллах *p*-HgTe, исследованных к настоящему моменту, концентрация мелких доноров  $N_D > 10^{15} \text{ см}^{-3}$  превышает критическую концентрацию  $N_{DM} = (0.25/a_B)^3 \approx 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  [1–3] ( $a_B = \chi \hbar^2/m_c e^2$  — эффективный борковский радиус,  $\chi$  — статическая диэлектрическая постоянная,  $m_c$  — эффективная масса электронов на дне зоны проводимости), их классическим уширением из-за наличия флуктуирующего потенциала, наложением уровней на зонный континуум и гибридизацией состояний („естественное“

<sup>¶</sup> E-mail: a.mollaev@mail.ru



**Рис. 1.** Плотность электронных состояний слабо легированного в *p*-HgTe со слабой степенью компенсации. Положение уровня Ферми  $\epsilon_F$  определяется концентрацией доноров.  $\epsilon_{pc}$ ,  $\epsilon_{pv}$  — уровни протекания зоны проводимости и валентной зоны,  $\epsilon_A$  — энергия ионизации акцепторного уровня. Пунктирная линия — ход плотности состояния в идеальном кристалле. Заполненные состояния заштрихованы.

уширение [1–4]). Край зоны проводимости — уровень протекания  $\epsilon_{pc}$  — располагается ниже, а мелкий акцепторный уровень в слабо легированных кристаллах — выше (на расстоянии  $\epsilon_A = 2$  мэВ [1–3]) от точки смыкания валентной зоны и зоны проводимости идеального HgTe (рис. 1). Здесь и далее энергия отсчитывается от точки вырождения термов  $\Gamma_8$  в глубь зоны проводимости. Положение уровня Ферми понижено в сравнении с обычным сильно легированным электронным полупроводником с равной концентрацией доноров, так как оно регламентируется положением уровня акцептора (при  $N_D < N_A$  и  $\epsilon_F \leq \epsilon_A$ ) и его уширением [1–3]. Случайный потенциал, создающий потенциальный рельеф зоны, возникает вследствие флуктуации концентраций как электрически активных, так и электрически неактивных дефектов (флуктуационная модель [11]), и, как будет показано далее,  $\gamma > \epsilon_F$ . При внешнем воздействии, например высокого давления [4–9], типичные амплитуда  $\gamma$  и масштаб случайного потенциала будут изменяться в зависимости от характера изменения концентраций заряженных центров и свободных носителей заряда. С ростом температуры влияние случайного потенциала ослабляется и при  $k_B T \gg \gamma$  становится пренебрежимо малым ( $k_B$  — константа Больцмана) [12].

Предлагаемая модель (рис. 1) следует, очевидно, из вышесказанного и так же, как и в КБП, естественно объясняет аномалии температурных, магнитополевых и барических зависимостей коэффициентов Холла  $R(T, H, P)$ , а также генезис „тяжелых“ электронов, проявляющихся в электронном транспорте в бесщелевом полупроводнике *p*-HgTe с концентрацией акцепторных центров меньше критической и концентрацией доноров больше критической. Проводимость при низких температурах, обусловленная „тяжелыми“ электронами, является прыжковой и осуществляется путем подбарьерного туннелирования между металлическими каплями [12].

**2.2.** Далее приведены результаты количественного анализа температурных, магнитополевых и барических зависимостей коэффициента Холла  $R(T, H, P)$  и электропроводности  $\sigma_0(T, P)$  в слабо легированном и в

сильно легированном кристаллах *p*-HgTe в рамках двухзонной модели универсального типа с использованием известных феноменологических соотношений. Модель предполагает аддитивность вклада парциальных проводимостей в общую проводимость, а также независимость времени релаксации от энергии:

$$R = R_0 \frac{1 + \alpha H^2}{1 + \beta H^2}, \quad \sigma_0 = \sigma_1 + \sigma_2,$$

$$R_0 = \frac{R_1 \sigma_1^2 + R_2 \sigma_2^2}{\sigma_0^2}; \quad \alpha = \frac{R_1 R_2 (R_1 + R_2) \sigma_1^2 \sigma_2^2}{R_1 \sigma_1^2 + R_2 \sigma_2^2};$$

$$\beta = \left[ \frac{\sigma_1 \sigma_2 (R_1 + R_2)}{\sigma_1 + \sigma_2} \right]^2, \quad (1)$$

где  $\sigma_k = n_k \mu_k e$ ,  $R_k = (n_k e_k)^{-1}$  — проводимость и коэффициент Холла;  $e_k$ ,  $n_k$ ,  $\mu_k$  — заряд, концентрация и подвижность носителей заряда *k*-типа. В соотношениях (1) принято: заряд  $e_k$  и подвижности  $\mu_k$  отрицательны для электронов и положительны для дырок. Процедура вычислений и оценка погрешности определения характеристических параметров носителей заряда по соотношениям (1) подробно освещалась в работах [1,5–7,9,13].

Использованы экспериментальные данные  $R(T, H, P)$  и  $\sigma_0(T, P)$  для образцов *p*-HgTe-1 [14] (табл. 1, рис. 2) и *p*-HgTe-2 [13] (табл. 2).

При расчетах использовано уравнение электронейтральности

$$n + N_A^- = p + N_D^+, \quad (2)$$

где  $n$ ,  $p$  — концентрации электронов и дырок,  $N_D^+$  и  $N_A^-$  — концентрации ионизованных мелких доноров и акцепторов. В бесщелевых полупроводниках всегда  $N_D^+ = N_D$ , в слабо легированном кристалле (образец *p*-HgTe-1) концентрация ионизованных акцепторов равна [1–3]

$$N_A^- = N_A \left( 1 + 4 \exp \frac{\epsilon_A - \epsilon_F}{k_B T} \right)^{-1}. \quad (3)$$

В сильно легированном кристалле (образец *p*-HgTe-2)  $\epsilon_A = 0$  и  $N_A^- = N_A$ . Кроме того, твердо установлено [1], что в сильно легированных образцах *p*-HgTe „тяжелые“ электроны отсутствуют. Наконец, в области низких температур ( $k_B T \ll \epsilon_A = 2$  мэВ) концентрацией дырок в уравнении (2) можно пренебречь.

Для зоны проводимости использовался закон дисперсии Кейна [15] в двухзонном приближении:  $m_c \propto |\epsilon_g|$ ,

**Таблица 1.** Величины коэффициента Холла в предельно слабом магнитном поле  $R_0$  и холловской подвижности  $|R_0| \sigma_0$  в образце *p*-HgTe-1 при атмосферном давлении

<i>T</i> , К	$-R_0$ , см <sup>3</sup> /Кл	$ R_0  \sigma_0$ , см <sup>2</sup> /(В · с)
4.2	3640	$6.28 \cdot 10^5$
77.4	102	$9.4 \cdot 10^4$
295	14.7	$3.1 \cdot 10^4$

**Таблица 2.** Величины коэффициента Холла в предельно слабом магнитном поле ( $R_0$ ), удельной электропроводности ( $\sigma_0$ ), концентраций ( $n$ ,  $p$ ) и подвижностей ( $\mu_n$ ,  $\mu_p$ ) электронов и дырок в образце  $p$ -HgTe-2 с  $N_A - N_D = 3.7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$

$T$ , К	$P$ , ГПа	$-R_0$ , $\text{см}^3/\text{Кл}$	$\sigma_0$ , $\text{Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$	$n$ , $\text{см}^{-3}$	$\mu_n$ , $\text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	$c = p/n$	$b = \mu_n/\mu_p$
82	$10^{-4}$	0.1	103.3	$4.15 \cdot 10^{15}$	$5.15 \cdot 10^3$	885	30.3
	0.46	-0.02	102.3	$9.22 \cdot 10^{15}$	$6.9 \cdot 10^3$	1650	40.5
297	$10^{-4}$	20	95	$7.35 \cdot 10^{16}$	$4.0 \cdot 10^3$	51	50
	1.06	43	94	$3.6 \cdot 10^{16}$	$8.2 \cdot 10^3$	103	104

$\varepsilon_g = [\varepsilon(\Gamma_6) - \varepsilon(\Gamma_8)] < 0$  — расстояние между термами  $\Gamma_6$  и  $\Gamma_8$  в инверсной зонной модели бесщелевых полупроводников [16], в дальнейшем — „зазор“.

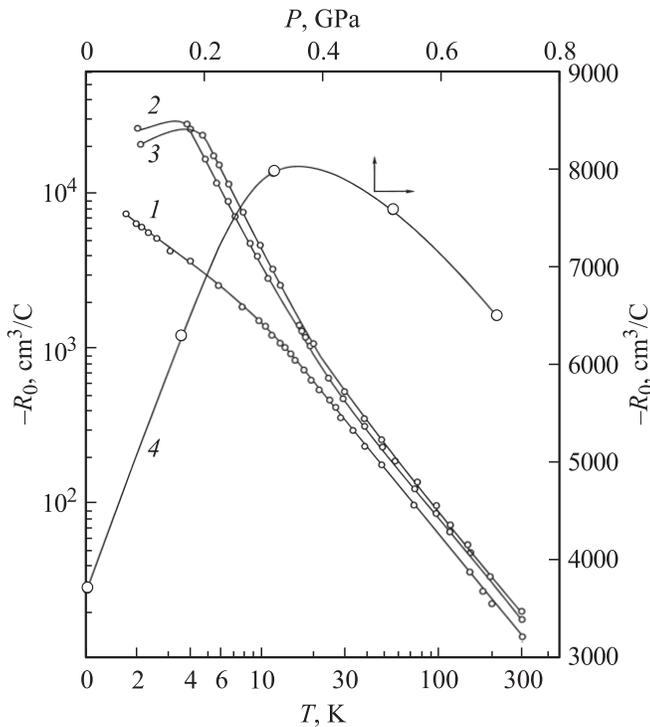
Концентрация электронов равна

$$n = \frac{(2m_c k_B T)^{3/2}}{3\pi^2 \hbar^3} {}^0L_0^{3/2}(\eta, \beta). \quad (4)$$

Концентрация дырок в валентной зоне равна

$$p = 2 \left( \frac{m_v k_B T}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2} F_{1/2}(\eta). \quad (5)$$

Интегралы  ${}^0L_0^{3/2}(\eta, \beta)$  и  $F_{1/2}(\eta)$  табулированы в работах [17,18],  $\eta = \varepsilon_F/k_B T$  — приведенная энергия Ферми,  $\beta = k_B T/|\varepsilon_g|$ ;  $m_c$  и  $m_v$  — эффективные массы плотности состояний электронов и дырок.



**Рис. 2.** Температурные в предельно слабом магнитном поле при различных давлениях (1–3) и барическая при  $H = 2 \text{ кЭ}$  и  $T = 4.2 \text{ К}$  (4) зависимости коэффициента Холла образца  $p$ -HgTe-1.  $P$ , ГПа: 1 —  $10^{-4}$ , 2 — 0.52, 3 — 0.69.

**Таблица 3.** Собственные концентрация носителей заряда ( $n_i$ ), приведенная энергия Ферми ( $\eta_i$ ), эффективная масса электронов на дне зоны проводимости ( $m_c$ ) и величина энергетического зазора между термами  $\Gamma_6$  и  $\Gamma_8$  ( $\varepsilon_g$ ) HgTe при атмосферном давлении

$T$ , К	$n_i$ , $\text{см}^{-3}$	$m_c/m_0$	$-\varepsilon_g$ , эВ	$\eta_i$
295	$4.3 \cdot 10^{17}$	0.016	0.15	2.59
77.6	$6.2 \cdot 10^{16}$	0.027	0.266	2.52
4.2	$8.5 \cdot 10^{14}$	0.032	0.300	2.48

При расчетах барического коэффициента зазора  $\varepsilon_g$  использовано линейное приближение

$$\varepsilon_g = \varepsilon_g^0 + \alpha P, \quad (6)$$

где  $\varepsilon_g^0$  — значение зазора  $\varepsilon_g$  при атмосферном давлении. Влиянием давления на другие параметры электронного спектра, помимо эффективной массы электронов на дне зоны проводимости, пренебрегалось [1–3]. Используемые при вычислениях величины зонных параметров при атмосферном давлении приведены в табл. 3. Значения  $m_c/m_0$  при 295 и 77.6 К рассчитаны по собственной концентрации носителей заряда  $n_i = (|R_i|e)^{-1}$  для наиболее достоверной и чаще всего принимаемой для количественных оценок величины эффективной массы плотности состояния дырок  $m_v/m_0 = 0.4$  [1–3]. Определенные таким образом величины  $m_c$  согласуются с известными данными [1–3]. Для определения коэффициента Холла собственного HgTe при температурах 77.6 и 295 К использованы графический метод [19,20] и экспериментальные данные для наиболее чистых кристаллов  $p$ -HgTe [1–3,14].

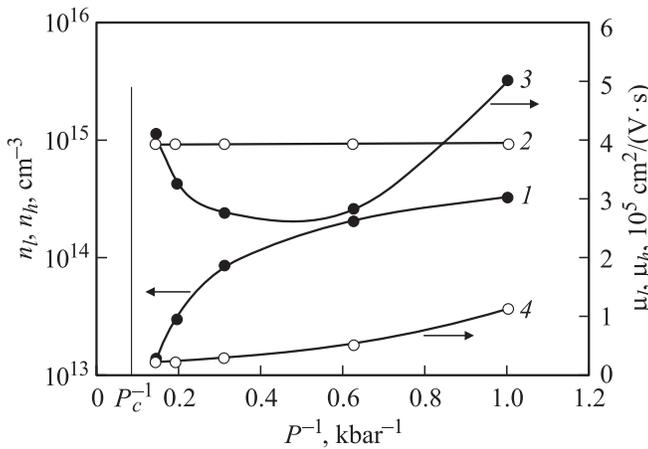
**2.3.** Оценки барических зависимостей характеристических параметров носителей заряда — „легких“ и „тяжелых“ электронов — по формулам (1) сделаны для слабо легированного образца  $p$ -HgTe-1 (табл. 1, рис. 2) при  $T = 4.2 \text{ К}$  и в магнитных полях до  $2 \text{ кЭ}$ , где влиянием квантовых эффектов можно пренебречь (табл. 4, рис. 3,4). При атмосферном давлении параметр  $c = n_h/n_l$  близок к единице и  $c < b = \mu_l/\mu_h$ , что согласуется с слабой зависимостью  $R(H)$  при  $H \leq 2 \text{ кЭ}$  (см. также [21], где исследованы зависимости магнитосопротивления и коэффициента Холла от напряженности магнитного поля при атмосферном давлении,

**Таблица 4.** Величины концентраций и подвижностей „легких“ ( $n_l, \mu_l$ ) и „тяжелых“ ( $n_h, \mu_h$ ) электронов при  $T = 4.2$  К для образца *p*-HgTe-1

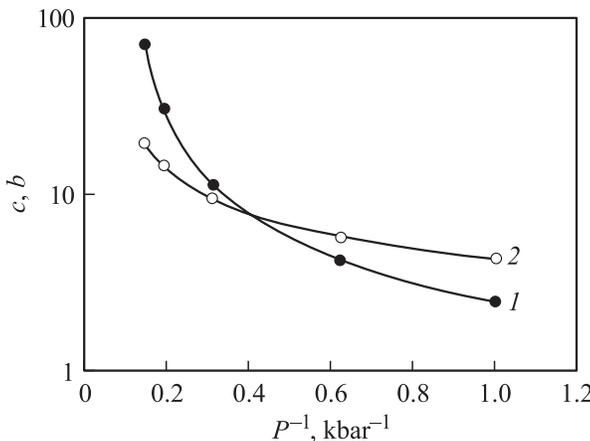
$P$ , ГПа	$n_l, \text{см}^{-3}$	$n_h, \text{см}^{-3}$	$\mu_l, \text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	$\mu_h, \text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	$c = n_h/n_l$	$b = \mu_l/\mu_h$
0	$0.92 \cdot 10^{15}$	$1.14 \cdot 10^{15}$	$7.86 \cdot 10^5$	$3.14 \cdot 10^5$	1.25	2.5
6.95	$1.32 \cdot 10^{13}$	$0.91 \cdot 10^{15}$	$4.09 \cdot 10^5$	$0.22 \cdot 10^5$	69	19.0

при  $T = 4.2$  и  $1.7$  К, в образце *p*-HgTe с близкими к образцу *p*-HgTe-1 значениями коэффициента Холла). Здесь  $n_l, \mu_l$  и  $n_h, \mu_h$  — концентрации и подвижности легких и тяжелых электронов соответственно.

С ростом давления параметр  $c$  увеличивается и при давлениях выше  $0.4$  ГПа имеет место соотношение  $c > b$  (рис. 4), а в зависимостях  $R(T, P)$  наблюдаются экстремумы (рис. 2). Характер барической зависимости подвижности делокализованных электронов  $\mu_l(P)$  при  $T = 4.2$  К (табл. 4, рис. 3) определяется



**Рис. 3.** Барические зависимости концентраций  $n_l$  (1),  $n_h$  (2) и подвижностей  $\mu_l$  (3),  $\mu_h$  (4) „легких“ (l) и „тяжелых“ (h) электронов при  $T = 4.2$  К для образца *p*-HgTe-1.



**Рис. 4.** Барические зависимости отношений концентраций  $c = n_l/n_h$  (1) и подвижностей  $b = \mu_l/\mu_h$  (2) „легких“ (l) и „тяжелых“ (h) электронов при  $T = 4.2$  К для образца *p*-HgTe-1.

**Таблица 5.** Концентрация электронов ( $n$ ) и дырок ( $p$ ), а также приведенная энергия Ферми ( $\eta$ ) в образце *p*-HgTe-1 при атмосферном давлении

$T$ , К	$n, 10^{15} \text{см}^{-3}$	$p, 10^{15} \text{см}^{-3}$	$\eta$
4.2	2.06	0.06	5.2
77.6	61.3	67.3	2.49
295	425.2	432.2	2.64

двумя конкурирующими воздействиями. Подвижность  $\mu_l$  до  $P = 0.2$  ГПа убывает из-за роста концентрации  $N_A^-$ , а при  $P > 0.2$  ГПа растет вследствие убывания  $m_c$ . Подвижность  $\mu_h$  электронов, находящихся в ямах хаотического потенциала, монотонно убывает с ростом давления приблизительно в 15 раз в диапазоне давлений  $10^{-4}$ – $0.7$  ГПа в связи с увеличением случайного потенциала из-за убывания концентрации экранирующих его делокализованных электронов и возрастания  $N_A^-$  (табл. 4, рис. 3).

Очевидно,  $N_D > n = n_l + n_h = 2.06 \cdot 10^{15} \text{см}^{-3}$ , где  $n$  определена по зависимости  $R(H)$  при  $T = 4.2$  К и атмосферном давлении (табл. 4). Концентрацию акцепторов и доноров можно оценить, приняв  $\epsilon_A = 2$  мЭВ [1], воспользовавшись уравнениями (2)–(6), соотношением

$$N_A = \frac{(n_1 - p_1) + \frac{1}{2} [(p_2 - n_2) + (p_3 - n_3)]}{\frac{1}{2} \left[ \frac{1}{1 + 4 \exp(\epsilon_{A2}^* - \eta_2)} + \frac{1}{1 + 4 \exp(\epsilon_{A3}^* - \eta_3)} \right] - \frac{1}{1 + 4 \exp(\epsilon_{A1}^* - \eta_1)}}, \quad (7)$$

а также рассчитанными величинами концентраций электронов, дырок и энергии Ферми (табл. 5). Здесь индексы 1, 2 и 3 соответствуют температурам 4.2, 77.6 и 295 К,  $\epsilon_A^* = \epsilon_A/k_B T$ . В результате получено  $N_D = 4.23 \cdot 10^{15} \text{см}^{-3}$ ,  $N_A = 1.48 \cdot 10^{16} \text{см}^{-3}$ .

Изменение концентрации электронов с температурой и давлением происходит благодаря конкуренции трех процессов: захвата электронов на свободные акцепторные уровни, теплового возбуждения электронов из валентной зоны и, в рамках предлагаемой модели (рис. 1), из потенциальных ям. Так как  $N_D^+ = N_D = \text{const}$ , из (2) следует

$$\frac{dn_l}{dT} + \frac{dn_h}{dT} = \frac{dp}{dT} - \frac{dN_A^-}{dT}. \quad (8)$$

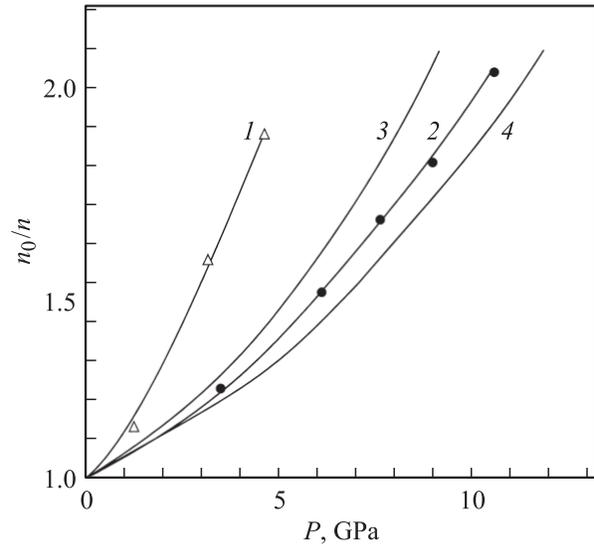
При низких температурах  $dp/dT \approx 0$ . В слабо легированных кристаллах при высоких температурах и в сильно легированных кристаллах  $n \approx n_l$ .

Убывание  $n$  с ростом давления в слабо легированном образце  $p$ -HgTe-1 обусловлено главным образом убыванием  $n_i$ , но также и  $n_h$ . Характер температурных зависимостей  $n_i(T)$  и  $n_h(T)$  при  $T < 5$  К виден из соотношения

$$R_0 = (n_i e)^{-1} \frac{b^2 + c}{(b + c)^2}, \quad (9)$$

данных о зависимости  $R_0(T)$  (рис. 2), величинах параметров  $b$  и  $c$  при 4.2 К (рис. 3, 4, табл. 3) и  $b \rightarrow \infty$  ( $\mu_h \rightarrow 0$ ) при  $T \rightarrow 0$ . При атмосферном давлении и возрастании температуры от 0 до 4.2 К  $n_i$  возрастает от  $\sim 6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  до  $9.2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $n_h$  убывает от  $n_h > 1.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  до  $1.14 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Таким образом, при увеличении температуры при атмосферном давлении доминирует процесс теплового возбуждения электронов из флуктуационных ям. Отметим, что экспериментально наблюдаемое изменение  $|R_0|$  при  $T > 5$  К и  $T \rightarrow 0$  (рис. 2) не согласуется с вычислениями  $n(T)$ , игнорирующими влияние случайного потенциала на энергетический спектр электронов: концентрация электронов  $n = (|R_0|e)^{-1}$  при  $T < 5$  К в этом приближении не должна убывать при  $T \rightarrow 0$  [1]. С увеличением всестороннего давления и соответственно повышением уровня Ферми зависимость  $n_i(T)$  все с большей степенью определяется зависимостью  $N_A^-(T)$ . При  $P \approx 0.7$  ГПа и возрастании температуры от  $T = 0$  до 4.2 К концентрация  $n_i$  уменьшается от  $\sim 4 \cdot 10^{14}$  до  $1.3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  (в соотношении (8)  $dN_A^-/dT > 0$ ), т.е. наблюдается специфическая низкотемпературная особенность в бесщелевых полупроводниках: убывание концентрации электронов с увеличением температуры от  $T = 0$  вследствие захвата электронов на свободные акцепторные уровни [1]. В квантовых магнитных полях с ростом напряженности магнитного поля при  $T = 4.2$  К величина  $|R|$  убывает [14, 21], причем, если при  $H \rightarrow 0$  и изменении давления от атмосферного до  $P = 0.7$  ГПа величина  $|R_0|$  возрастает примерно в 10 раз, то при  $H \rightarrow \infty$  независимо от величины всестороннего давления коэффициент Холла стремится к общему пределу:  $\lim_{H \rightarrow \infty} (|R|e)^{-1} = (4-5) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , что согласуется с приведенной выше оценкой  $N_D$ . Таким образом, в квантовом магнитном поле наблюдается перетекание электронов с акцепторных центров в зону проводимости. Влияние магнитного поля в данном случае сводится в основном к понижению уровня Ферми, так как в ультраквантовом пределе увеличивается плотность состояний зоны проводимости. В этой связи уместо отметить, что в интервале магнитных полей 2–20 кЭ на образце  $p$ -HgTe [21] с близким по величине  $R$  к коэффициенту Холла в образце  $p$ -HgTe-1 при  $T = 4.2$  К продольное магнитосопротивление убывает.

**2.4.** В полупроводниках, как правило, барические коэффициенты энергетических промежутков  $\Delta\epsilon$  не зависят (или слабо зависят) от давления [22]. В работе [7] на примере квазибесщелевых полупроводников был сделан вывод о том, что применение закона дисперсии для



**Рис. 5.** Зависимости нормализованных к атмосферному давлению концентраций электронов от всестороннего давления для образца  $p$ -HgTe-2 с  $N_A - N_D = 3.7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  при  $T = 82$  (1) и 297 (2–4) К. Точки — расчет по зависимостям  $R(H, P)$ . Сплошные линии — теория для величин барического коэффициента  $d\epsilon_g/dP$ , мэВ/ГПа: 1 — 220, 2 — 85, 3 — 110, 4 — 80.

идеального полупроводника в полупроводнике со случайным потенциалом корректно до тех пор, пока вычисленная по результатам эксперимента и с привлечением соотношений типа (2)–(6) зависимость  $\Delta\epsilon(P)$  близка к линейной. Возрастающее с понижением температуры и уменьшением концентрации свободных носителей заряда отклонение зависимости  $\Delta\epsilon(P)$  от линейности свидетельствует о существенном влиянии случайного потенциала на закон дисперсии.

По экспериментальным данным и уравнениям (2)–(6) был рассчитан коэффициент  $\alpha = d\epsilon_g/dP$  для слабо легированного образца  $p$ -HgTe-1 и сильно легированного образца  $p$ -HgTe-2. В слабо легированном образце  $p$ -HgTe-1 при температурах 295, 77.6 К  $\alpha = (121 \pm 2)$  мэВ/ГПа, при 4.2 К  $\alpha = 220$  мэВ/ГПа; в сильно легированном образце  $p$ -HgTe-2 (табл. 2, рис. 5) при  $T = 295$  К  $\alpha = 85$  мэВ/ГПа и при  $T = 77.6$  К  $\alpha = 210$  мэВ/ГПа. Если для образца  $p$ -HgTe-1 предположить, что лишь легкие электроны являются электронами зоны проводимости, то коэффициент  $\alpha$  составляет  $\alpha = 420$  мэВ/ГПа при  $T = 4.2$  К. Этот факт может служить дополнительным аргументом, подтверждающим выдвинутое выше предположение о генезисе „тяжелых“ электронов. В образце  $p$ -HgTe-2 с  $N_A - N_D = 3.7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  положение уровня Ферми задается статистикой дырок валентной зоны и практически не зависит от давления ( $p \gg n$ ; табл. 2).

Полученные значения коэффициента  $\alpha$  для образца  $p$ -HgTe-1 при 77.6 и 295 К и для образца  $p$ -HgTe-2 при 295 К согласуются с известными данными [1–3]. Следует обратить внимание, однако, на тот факт, что с понижением температуры рассчитанный коэффициент  $\alpha$  возрастает. Причем эта тенденция не зависит от того,

является ли образец сильно ( $\epsilon_A = 0$ ) или слабо ( $\epsilon_A > 0$ ) легированным, что свидетельствует о существенном влиянии случайного потенциала на электронный спектр при низких температурах. Очевидно, в этом случае применение закона дисперсии для идеального полупроводника в полупроводнике со случайным потенциалом, какими являются исследованные к настоящему времени кристаллы p-HgTe, не является корректным.

Ситуация в слабо легированных бесщелевых полупроводниках не тривиальная [1–3] и определяется специфической зонной структурой. Так как уровень энергии мелкого акцептора лежит выше края зоны проводимости, то в отличие от обычного электронного кристалла при  $N_D < N_A$  в слабо легированном p-HgTe уровень Ферми находится вблизи края зоны проводимости независимо от уровня компенсации. Ситуация осложняется также тем, что не выполняются условия

$$N_D^{1/3} a_B \gg 1, \quad (1 - k) \ll 1, \quad \tilde{\gamma} / \epsilon_F^0 \gg 1,$$

которые используются в теориях линейного экранирования и сильно легированных и компенсированных полупроводников [12]. Здесь  $\tilde{\gamma}$  — среднеквадратичный потенциал,  $\epsilon_F^0$  — энергия Ферми, рассчитанная согласно (4) по величине  $n$  при  $T = 4.2$  К и атмосферном давлении,  $k$  — коэффициент компенсации. Для образца p-HgTe-1  $N_D^{1/3} a_B = 0.84$ ,  $\tilde{\gamma} / \epsilon_F^0 = 1.3$ ,  $N_A^- / N_D \approx 0.5 - 0.7$ . Поэтому некорректно применение уравнений, полученных в рамках этих теорий. Кроме того, в исследованных наиболее совершенных слабо легированных кристаллах p-HgTe проявляющиеся при низких температурах в явлениях переноса „тяжелые“ электроны — это электроны зоны проводимости, находящиеся в ее хвосте плотности состояний, и их динамические свойства и плотность состояний не могут быть охарактеризованы зонной эффективной массой. Проводимость, как отмечалось выше, осуществляется путем подбарьерного туннелирования между ямами.

### 3. Заключение

Выяснено, что особенности низкотемпературных, магнетопольных и барических зависимостей кинетических коэффициентов в исследованных к настоящему времени слабо легированных кристаллах p-HgTe являются следствием флуктуаций потенциала заряженных центров и, возможно, электрически неактивных дефектов и специфики зонной структуры. „Тяжелыми“ электронами являются электроны зоны проводимости, локализованные в ямах флуктуационного потенциала.

Прогресс в интерпретации экспериментальных данных бесщелевого слабо легированного полупроводника p-HgTe так же, как и в случае квазibesщелевых полупроводников p-типа CdSnAs<sub>2</sub>, InAs и др., обусловлен применением эффективного внешнего воздействия всестороннего давления.

Часть вышеизложенных результатов была представлена на VII Российской конференции по физике полупроводников „Полупроводники–2005“ [23] и на 12 Международной конференции „Полупроводники при высоком давлении“ [24].

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 05-02-16608).

### Список литературы

- [1] I.M. Tsdil'kovskii, G.I. Harus, N.G. Shelushinina. *Adv. Phys.*, **34**(1), 43 (1985).
- [2] И.М. Цидильковский. *Бесщелевые полупроводники. Новый класс веществ* (М., Наука, 1986).
- [3] И.М. Цидильковский. *Электронный спектр бесщелевых полупроводников* (Екатеринбург, 1991).
- [4] И.К. Камилов, М.И. Даунов, В.А. Елизаров, А.Б. Магомедов. *Письма ЖЭТФ*, **54**, 589 (1991).
- [5] М.И. Даунов, А.Б. Магомедов, В.И. Данилов. *ФТП*, **25**, 3, 467 (1991).
- [6] И.К. Камилов, И.М. Даунов, А.Б. Магомедов. *ЖЭТФ*, **104**, 2436 (1993).
- [7] М.И. Даунов, И.К. Камилов, А.Б. Магомедов. *ЖЭТФ*, **84**(2), 309 (1997).
- [8] М.И. Даунов, И.К. Камилов, В.А. Елизаров, А.Б. Магомедов, В.И. Данилов. *Докл. РАН*, **42**(12), 657 (1997).
- [9] М.И. Даунов, И.К. Камилов, А.Б. Магомедов, А.Ш. Киракосян. *ФТП*, **33**(1), 36 (1999).
- [10] О. Моделунг. *Физика полупроводниковых соединений элементов III и V групп* (М., Мир, 1967).
- [11] Н.Н. Аблязов, М.Э. Райх, А.Л. Эфрос. *Письма ЖЭТФ*, **38**(3), 103 (1983).
- [12] Б.И. Шкловский, А.А. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979).
- [13] M.I. Daunov, E.L. Broyda. *Phys. Status Solidi B*, **55**, K155 (1973).
- [14] J. Stankiewicz, W. Giriat. *Phys. Rev. B*, **13**(2), 665 (1976).
- [15] E.O. Kane. *Phys. Chem. Sol.*, **1**, 24g (1957).
- [16] S.H. Groves, W. Paul. *Phys. Rev. Lett.*, **11**, 194 (1963).
- [17] W. Zawadzki, R. Kowalczyk, J. Kolodziejczak. *Phys. Status Solidi*, **10**, 513 (1965).
- [18] Дж. Блекмор. *Статистика электронов в полупроводниках* (М., Мир, 1964).
- [19] М.И. Даунов. *УФЖ*, **13**(10), 1633 (1968).
- [20] М.И. Даунов. *Докл. АН АзССР*, **23**(3), 10 (1967).
- [21] В.И. Иванов-Омский, Н.Н. Константинова, Р.В. Парфеньев и др. *ФТП*, **7**(4), 715 (1973).
- [22] А. Магуленис, Ю. Пожела, Е. Шимулите, В. Юцене. В сб.: *Полупроводниковые преобразователи* (Вильнюс, Мокслас, 1980) с. 141.
- [23] И.К. Камилов, М.И. Даунов, С.Ф. Габибов. *Тез. докл. VII Росс. конф. по физике полупроводников „Полупроводники–2005“* (М., 2005) с. 42.
- [24] M.I. Daunov, I.K. Kamilov, S.F. Gabibov. *Abstracts 12th Int. Conf. HPSP* (Barcelona, Spine, 2006) Mo-P1-38.

Редактор Т.А. Полянская

## About a nature of „heavy“ electrons in gapless and narrow-gap semiconductors $p$ -HgTe

*M.I. Daunov, I.K. Kamilov, S.F. Gabibov*

Institute of Physics, Daghestan Scientific Center,  
Russian Academy of Sciences,  
367003 Makhachkala, Russia

**Abstract** Model, according to which the „heavy“ electrons are the electrons of conduction band, is proposed to explain low-temperature electron transport features in gapless  $p$ -HgTe semiconductor. There also have been analyzed experimental data on temperature, magnetic field and baric dependences of Hall coefficient  $R(T, H, P)$  and conductivity  $\sigma(T, P)$  in weakly doped moderately compensated and heavily doped  $p$ -HgTe samples.