

О ВЛИЯНИИ КРУПНОМАСШТАБНОГО ФЛУКТУАЦИОННОГО ПОТЕНЦИАЛА НА ЭЛЕКТРОННЫЙ СПЕКТР И КИНЕТИЧЕСКИЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

М.И. ДАУНОВ, И.К. КАМИЛОВ, С.Ф. ГАБИБОВ

Институт физики ДагНЦ

367003, Махачкала, Россия, ул. М. Ярагского, 94

Для объяснения низкотемпературных особенностей электронного транспорта в бесщелевых и узкозонных полупроводниках p -CdHgTe предлагается модель, согласно которой «тяжелыми» электронами являются электроны зоны проводимости, локализованные в ямах флуктуационного потенциала. Проанализированы экспериментальные данные о температурных, магнитополевых и барических зависимостях коэффициента Холла $R(T,H,P)$ и удельной электропроводности $\sigma_0(T,P)$ в слабо легированном и слабо компенсированном, а также в сильно легированном и умеренно компенсированном образцах p -HgTe.

For description of low-temperature features of electron transport in gapless and narrow-gap semiconductors p -CdHgTe the model, according to which electrons of conduction band, localized in wells of fluctuational potential are “heavy” electrons is presented. Experimental data on temperature, magnetic field and baric dependences of the Hall coefficient $R(T,H,P)$ and specific resistivity $\sigma_0(T,P)$ in weakly doped and lowly compensated, and also in heavily doped and moderately compensated samples p -HgTe have been analyzed.

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что в легированных и компенсированных полупроводниках возникают плавные, крупномасштабный флуктуации случайного потенциала. Как показал анализ результатов экспериментального исследования электронного транспорта при атмосферном и всестороннем давлении, наблюдавшиеся ранее «аномалии» в температурных, барических и магнитоэлектродных зависимостях кинетических коэффициентов, в частности, в легированных компенсированных кристаллах $\text{Ge}\langle\text{Au,Sb}\rangle$, p -InSb, p -InAs [1,2], обусловлены влиянием хаотического потенциала. Степень влияния последнего возрастает с убыванием температуры и концентрации свободных носителей заряда, экранирующих случайный потенциал, и определяется специфическими особенностями электронного спектра. В данной работе продолжено изучение влияния крупномасштабного флуктуационного потенциала на электронный спектр и транспорт и обсуждается, в этой связи, проблема происхождения «тяжелых» электронов в бесщелевых и узкозонных полупроводниках CdHgTe p -типа.

Происхождение тяжелых электронов, участвующих в процессах переноса в бесщелевых и узкозонных полупроводниках CdHgTe p -типа, трактуется неоднозначно [3-5]. Предполагают, что они либо связаны с поверхностными состояниями, либо являются объемными и эти тяжелые носители заряда, вероятно, принадлежат акцепторной зоне, либо обусловлены наличием макроскопических включений n - и p -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 квазибесщелевых полупроводниках (КБП) [6-8]. КБП – это полупроводники, в которых равная нулю энергетическая щель индуцирована глубокими примесными центрами, уровень энергии которых располагается на хвосте плотности состояний собственной зоны. Аномалии кинетических свойств КБП p -типа, аналогичные соответствующим особенностям в p -CdHgTe, в частности, двукратная инверсия знака коэф-

фициента Холла и его отрицательный знак при низких температурах, определялись формированием состояния типа сильно легированного полностью компенсированного полупроводника флуктуациями концентрации заряженных центров и спецификой энергетического спектра. Было отмечено также, что в КБП и в бесщелевых полупроводниках в процессах переноса в переходной области, когда уровни Ферми и протекания $\varepsilon_F \approx \varepsilon_p$, одновременно принимают участие делокализованные «легкие» и локализованные в флуктуационных ямах «тяжелые» электроны зоны проводимости [7]. Наконец, на характерном примере КБП p -InAs с $N_A < 10^{17}$ в [8] по исследованиям при всестороннем давлении показана неправомерность объяснения особенностей электронного транспорта наличием инверсионного слоя n -типа (см., например [9]).

В данной статье предлагается модель для объяснения происхождения «тяжелых» электронов, участвующих в процессах переноса, и особенностей электронного транспорта в полупроводниках p -CdHgTe. Проанализированы экспериментальные данные о температурных, магнитополевых и барических зависимостях коэффициента Холла $R(T,H,P)$ и удельной электропроводности $\sigma_0(T,P)$ в слабо легированном и слабо компенсированном, а также в сильно легированном и умеренно компенсированном образцах p -HgTe. Использована наблюдающаяся аналогия аномалий электронного транспорта и подобие электронных спектров в КБП и в кристаллах p -CdHgTe.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ДИСКУССИЯ

Известно [3-5], что в исследованных в настоящее время кристаллах p -HgTe всегда имеются мелкие донорные центры с нулевой энергией активации, образующие с зоной проводимости единую зону распространяющихся состояний. Край зоны – уровень протекания ε_p – располагается ниже, акцепторный уровень в слаболегированных кристаллах (на расстоянии $\varepsilon_A = 2$ мэВ) выше точки смыкания валентной зоны и зоны проводимости идеального HgTe. Случайный потенциал, искажающий форму зоны проводимости и валентной зоны, возникает вследствие флуктуаций концентраций как электрически активных, так и электрически неактивных (флуктуационная модель [10]) дефектов. При внешнем воздействии, например вы-

сокого давления, амплитуда и масштаб случайного потенциала будет изменяться в зависимости от характера изменения концентраций заряженных центров и свободных носителей заряда.

Предлагаемая модель (рис.1) естественно объясняет аномалии температурных, магнитополевых и барических зависимостей коэффициентов Холла $R(T,H,P)$ и электропроводности $\sigma_0(T,P)$ в бесщелевых и узкозонных полупроводниках p -CdHgTe с концентрацией акцепторных центров $N_A \approx 10^{16} \text{ см}^{-3} < N_A^M = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ меньше критической и концентрацией доноров больше критической. Ниже приведены результаты количественного анализа в рамках двухзонной модели универсального типа с использованием известных феноменологических соотношений, предполагающей аддитивность вклада парциальных проводимостей в общую проводимость и в предположении независимости времени релаксации от энергии. Используются экспериментальные данные $R(T,H,P)$ и $\sigma_0(T,P)$ для образцов p -HgTe – 1 [11] и 2 [12] (рис.2, табл.1,2). Расчеты при $T < 77 \text{ К}$ проводились по $R(T,H,P)$ в магнитных полях до 2 кЭ, где влиянием квантовых эффектов можно пренебречь. Для зоны проводимости использовался закон дисперсии Кейна [13] в двухзонном приближении, для валентной зоны параболический закон дисперсии. Для оценок использовались известные значения зонных параметров и энергии ионизации акцепторного уровня [3-5] и учитывалось, что $m_n \sim |\epsilon_g|$, где m_n – эффективная масса электронов, $\epsilon_g = \epsilon(\Gamma_6) - \epsilon(\Gamma_8) < 0$ – расстояние между термами в инверсной зонной модели бесщелевых полупроводников [14]. Оценки концентраций доноров N_D и акцепторов N_A сделаны при $T \geq 77 \text{ К}$, когда может быть использован закон дисперсии беспримесного полупроводника для полупроводника со случайным потенциалом [6-8].

На рис.3 и в таблице 1 представлены основные параметры и нормализованные к атмосферному давлению барические зависимости концентраций электронов для сильно легированного образца p -HgTe – 1 с концентрацией избыточных акцепторов $N_A - N_D = 3.7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при 82 К и 297 К. Положение уровня Ферми задается статистикой дырок валентной зоны и практически не зависит от давления. Величина барического коэффициента $d\epsilon_g/dP = 95 \text{ мэВ/ГПа}$ при $T = 297 \text{ К}$ согласуется с известными данными [3,5]. Однако, рассчитанная величина параметра $d\epsilon_g/dP = 210 \text{ мэВ/ГПа}$ при $T = 80 \text{ К}$ явно завышена. Это обусловлено влиянием случайного потенциала, деформирующего форму краев зон. Иначе говоря, при $T = 82 \text{ К}$ для этого образца уже нельзя использовать закон дисперсии для бездефектного HgTe.

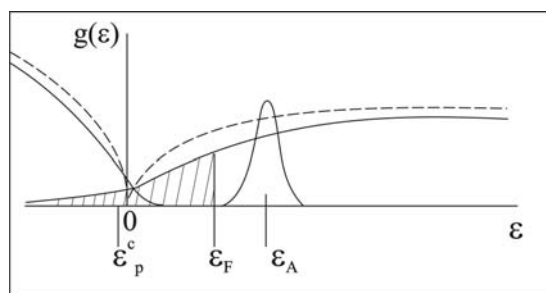


Рис.1. Слабо легированный относительно валентной зоны ($N_A \ll N_A^M$) и сильно легированный относительно зоны проводимости ($N_D \gg N_D^M$) p -HgTe ($N_A > N_D$). Положение уровня Ферми ϵ_F определяется концентрацией доноров (концентрация электронов $n = N_D$). $\epsilon_F > \epsilon_{pc}$, где ϵ_{pc} – уровень протекания зоны проводимости.

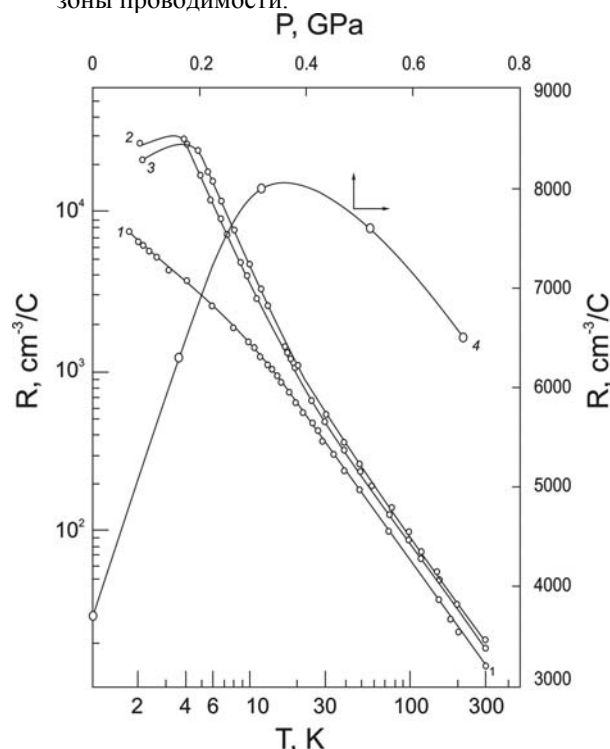


Рис.2. Зависимости нормализованного к атмосферному давлению концентраций электронов от всестороннего давления в образце p -HgTe – 1 с $N_A - N_D = 3.7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при $T = 82 \text{ К}$ (1) и 297 К (2). Точки – расчет по $R(H,P)$ эксперимент. Сплошные линии – теория для величины барического коэффициента $d\epsilon_g/dP$: кривая 1 – 220 мэВ/ГПа; кривая 2 – 95 мэВ/ГПа; кривая 3 – 110 мэВ/ГПа; кривая 4 – 80 мэВ/ГПа.

Таблица 1

Величины характеристических параметров образца p -HgTe – 1 с $N_A - N_D = 3.7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ [9]

$T, \text{ К}$	$P, \text{ ГПа}$	$-R_0, \text{ см}^3 \cdot \text{С}^{-1}$	$\sigma_0, \Omega^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$	$n, \text{ см}^{-3}$	$\mu_e, \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	$c = p/n$	$b = \mu_e/\mu_p$
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

Таблица 2

Величины характеристических параметры образца *p*-HgTe – 2 при атмосферном давлении [10]

<i>T</i> , К	$-R_{H0}$, $\text{cm}^3 \cdot \text{C}^{-1}$	$/R_{H0}/ \cdot \sigma_0$, $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{sc}^{-1}$
4.2	3640	$6.28 \cdot 10^5$
77.4	102	$9.4 \cdot 10^4$
295	14.7	$3.1 \cdot 10^4$

Аналогичная ситуация наблюдается в образце *p*-HgTe -2, но при $T < 77\text{K}$. Оценки по величине коэффициента Холла при 77.8 и 295K и атмосферном давлении согласуются с известными величинами зонных параметров [3-5]. В частности, для эффективной массы плотности состояний дырок получено $m_p = 0.4 \cdot m_0$. Концентрация доноров и акцепторов $N_D = 2.2 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-3}$ и $N_A = 1.3 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$, концентрация ионизированных акцепторов при $T = 77.6 \text{K}$ и $T = 295 \text{K}$ равняется соответственно $N_A^- = 8.8 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-3}$ и $N_A^- = 9.7 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-3}$. С увеличением температуры от 0 К N_A^- увеличивается от $N_A^- \approx 0$ к $N_A^- \approx 0.7 \cdot N_A$ при $T \geq 77 \text{K}$. Подвижность тяжелых дырок растет соответственно от $\mu_h = 0$ при $T = 0 \text{K}$ к $\mu_h \approx \mu_l$, а $b = \mu_l / \mu_h$ уменьшается от $b = \infty$ к $b = 1$ при $T > 20 \text{K}$. При $T \rightarrow 0 \text{K}$ $R_H \rightarrow (n_l \cdot e)^{-1}$ и $\varepsilon_F > \varepsilon_p$. С увеличением температуры концентрация легких электронов растет вследствие активации тяжелых электронов из флукуационных ям на уровень протекания, причем при меньших давлениях R_H монотонно убывает, а при больших давлениях – проходит через экстремум (рис.3). Аналогичная особенность наблюдается в зависимости $R_{H0}(P)$ при $T = 4.2 \text{K}$. Особенность эта обусловлена соотношением между параметрами $c = n_l / n_l$ и $b = \mu_l / \mu_h$ (рис.4, табл.3), причем наблюдается при давлениях превосходящих давление, где $c = b$ из-за роста $R_\infty = [(n_l + n_h) \cdot e]^{-1}$ с давлением.

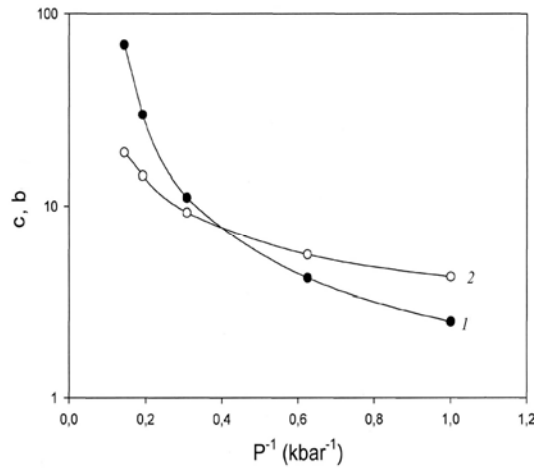


Рис.3. Температурные зависимости коэффициента Холла и электропроводности для образца *p*-HgTe - 2 при различных давлениях. *P*, ГПа: 1 – 10^{-4} , 2 – 0.16, 3 – 0.316, 4 – 0.695.

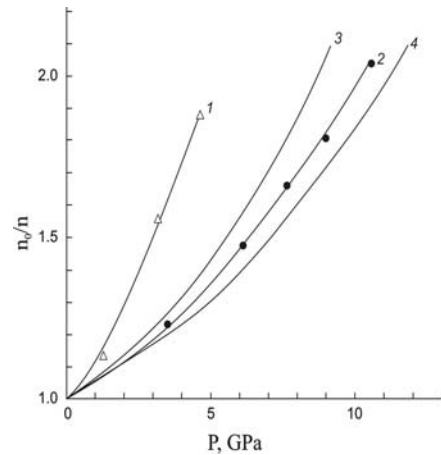


Рис.4. Барические зависимости отношений концентраций $c = n_l / n_l$ (1) и подвижностей $b = \mu_l / \mu_h$ (2) «легких» и «тяжелых» электронов в образце *p*-HgTe – 2.

Таблица 3

Величины характеристических параметров «легких» и «тяжелых» электронов при $T = 4.2 \text{K}$ образца *p*-HgTe – 2 с $N_A = 1.27 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$ и $N_D = 2.2 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-3}$

<i>P</i> , ГПа	n_l , cm^{-3}	n_h , cm^{-3}	μ_l , $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$	μ_h , $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$	$c = n_l / n_l$	$b = \mu_l / \mu_h$
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 $T = 4.2 \text{K}$ с увеличением всестороннего давления уровень Ферми, вследствие убывания плотности состояния зоны проводимости, приближается к акцепторному уровню и электроны локализуются на акцепторах, а концентрация ионизированных центров N_A^- соответственно растет. При $P = 0.7 \text{GPa}$ $N_A^- = 1.15 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-3}$ и энергетический промежуток $\varepsilon_{FA} - \varepsilon_F \approx 0.3 \text{eV}$. Подвижность μ_h и концентрации n_h и n_l убывают, параметры $c = n_l / n_l$ и $b = \mu_l / \mu_h$ возрастают, причем $c < b$ при $P < 0.3 \text{GPa}$ и $c > b$ при $P > 0.3 \text{GPa}$ (рис.4,5). Возрастание μ_l с увеличением давления выше 2 кбар обусловлено убыванием плотности состояния зоны прово-

димости из-за сокращения энергетического промежутка между зоной проводимости и валентной зоны.

ВЫВОДЫ

На примере *p*-HgTe выяснено, что особенности низкотемпературных, магнетопольевых и барических зависимостей кинетических коэффициентов в исследованных к настоящему времени кристаллах *p*-CdHgTe являются следствием флукуаций потенциала заряженных центров и, возможно, электрически неактивных дефектов и специфики зонной структуры.

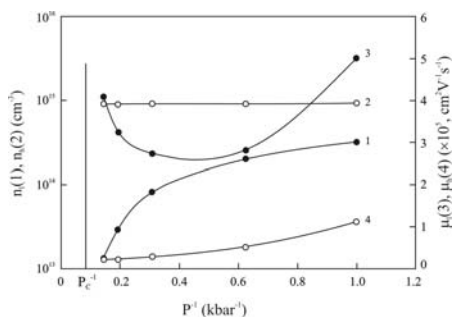


Рис.5. Барические зависимости концентраций $n_1(1)$, $n_T(2)$ и подвижностей $\mu_3(3)$, $\mu_4(4)$ «легких» и «тяжелых» электронов в образце p-HgTe-2.

Прогресс в интерпретации экспериментальных данных бесщелевых и узкозонных полупроводников p -CdHgTe, так же как и в случае квазибесщелевых полупроводников p -типа CdSnAs₂, InAs и др., обусловлен применением эффективного внешнего воздействия всестороннего давления.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 05-02-16608) и проекта РАН «Физика и механика сильно сжатого вещества и проблем внутреннего строения Земли и планет».

- [1]. М.И. Даунов, И.К. Камиллов С.Ф. Габибов ФТП 35, 1, 2001
- [2]. М.И. Даунов, И.К. Камиллов С.Ф. Габибов ФТТ, 46, 10, 2004
- [3]. I.M.Tsidilkovski, G.I.Harus, N.G.Shelushinina. Adv. Phys., 34(1), 43 (1985).
- [4]. И.М.Цидильковский. Бесщелевые полупроводники. Новый класс веществ. М.: Наука, 1986. 240 с.
- [5]. И.М.Цидильковский. Электронный спектр бесщелевых полупроводников. Екатеринбург, 1991. 224 с.
- [6]. M.I.Daunov, I.K.Kamilov, A.B.Magamedov. JETP, 84(2), 309 (1997).
- [7]. M.I.Daunov, I.K.Kamilov, V.A.Elizarov, A.B.Magamedov and V.I.Danilov. Physycs-Doclady, 42, N12, 657 (1997).
- [8]. M.I.Daunov, I.K.Kamilov, A.B.Magomedov, A.Sh.Kirakosyan. Semiconductors, 33(1) (1999) 31 (ФТП. 33(1) (1999) 36).
- [9]. O.Modelung. Physics of III-V Compounds (Wiley, New York, 1964; Mir, Moskow, 1967).
- [10]. Н.Н.Аблязов, М.Э.Паїх, А.Л.Эфрос. Письма ЖЭТФ, 38, вып.3, 103 (1983).
- [11]. M.I.Daunov, E.L.Broyda, Phys. Stat. Sol. (b), 55, K155 (1973).
- [12]. J.Stankiewicz, W.Giriat. Phys. Rev. B. 13(2), 665 (1976).
- [13]. E.O.Kane, Phys. Chem. Solids, 1, 24 (1957).
- [14]. S.H.Groves, W.Paul, Phys. Rev. Lett., 11, 194 (1963).

Received: 10.02.2007