

УДК 537.312.62

## АКЦЕПТОРНО-ДОНОРНЫЕ ПАРЫ В БЕСЩЕЛЕВОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ HgTe

*Н. Н. Аблязов, В. К. Огородников*

Предложена модель HgTe, которая позволяет количественно описать зависимость измеренной нами концентрации и подвижности электронов в широком интервале температур. Основная особенность модели — присутствие большой, порядка  $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , концентрации коррелированных акцепторно-донорных пар, имеющих дырочный уровень энергии. Подвижность электронного газа определяется кулоновским рассеянием на заряженных центрах.

Несмотря на широкое применение кристаллов HgCdTe при изготовлении фотоприемников многие вопросы, связанные с их электронными свойствами, остаются невыясненными. Особенности HgCdTe в значительной степени обусловлены присутствием собственных электрически активных дефектов, концентрация которых весьма чувствительна к условиям получения кристаллов [1]. Широко распространенные технологические методы, такие как твердотельная рекристаллизация и метод Бриджмена из расплава стехиометрического состава, эпитаксия из растворов, обогащенных теллуром, позволяют получить сильнокомпенсированные кристаллы с проводимостью  $p$ -типа и концентрацией дырок порядка  $10^{17}$ — $10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Длительный низкотемпературный отжиг образцов в насыщенных парах ртути при  $T < 300^\circ \text{C}$  сильно уменьшает концентрацию дырок и приводит к изменению типа проводимости с дырочного на электронный [1, 2].

Объяснение этих данных состоит в предположении, что вакансии ртути — акцептор, т. е. источник дырок. Неотожженные образцы содержат большую, порядка дырочной, концентрацию вакансий ртути, что связано с особенностью  $p$ — $T$ — $x$ -диаграммы состояния [1, 2]. Считается, что в процессе отжига происходит залечивание вакансий, а следовательно, и уменьшение концентрации дырок.

Природа донорных центров, приводящих к сильной компенсации в кристаллах  $p$ -типа, не установлена. Очевидно, что компенсация также связана с собственными дефектами решетки. Донорами могут быть либо атомы ртути в междоузлиях [3], либо антиструктурные дефекты — атомы теллура в металлической подрешетке (Te-antisite) [4]. Кроме того, в отоженных образцах с сильно уменьшенной концентрацией собственных дефектов могут проявляться и посторонние легирующие примеси.

Ниже в качестве объекта исследования выбраны кристаллы HgTe, в которых концентрация собственных дефектов максимальна для системы HgCdTe. Кристаллы выращены методом вертикальной зонной плавки, который сочетает в себе рост, очистку и отжиг [5]. Измерены эффект Холла в магнитном поле  $H=100$  Э и удельная электропроводность при изменении температуры от 1.7 до 293 К.

Построена модель, в которой предполагается, что при отжиге не происходит полного залечивания вакансий ртути. Значительная их часть

связывается в компактные пары с донорными дефектами, т. е. в коррелированные акцепторно-донорные (КАД) пары. Расстояние внутри пары  $d_p$  порядка постоянной решетки, а их концентрация  $N_p$  порядка исходной концентрации вакансий ртути.

КАД пары проявляются как в температурной зависимости концентрации электронов (раздел 2), так и в температурной зависимости их подвижности (раздел 3). Учет только случайно расположенных доноров и акцепторов не позволяет описать указанные зависимости [6].

## 1. Основные характеристики модели

До отжига в образце имеются примерно равные и высокие концентрации акцепторов (вакансий Hg) и доноров (...<sup>3</sup>). В процессе отжига, когда хотя бы один тип электрически активных дефектов является подвижным, устанавливается равновесное распределение дефектов по расстояниям [6]. Часть из них аннигилирует, часть связывается на расстоянии порядка постоянной решетки  $d_p \sim 10 \text{ \AA}$  в КАД пары. Остальные располагаются хаотически и проявляют себя как обычные доноры и акцепторы.

В модели предполагается, что концентрация пар  $N_p$  порядка исходной концентрации вакансий в неотожженном образце и значительно превышает концентрации

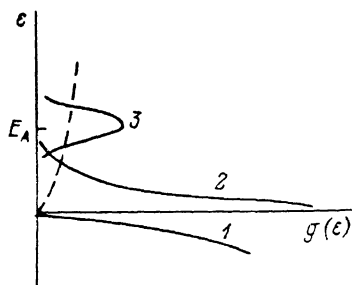


Рис. 1. Схематический вид плотности состояний в модели КАД пар.

хаотически расположенных доноров  $N_D$  и акцепторов  $N_A$ . Величины  $N_p$ ,  $N_D$ ,  $N_A$  — подгоночные параметры теории.

В HgTe эффективная масса электронов  $m_e = 0.026m_0$  гораздо меньше эффективной массы дырок  $m_h = 0.4m_0$  [1, 2]. При  $T=0$  доноры являются источником электронов, так как критическая концентрация, соответствующая переходу Мотта, порядка  $10^{14} \text{ см}^{-3}$ . В то же время акцепторы — центры, на которых могут быть локализованы дырки. Энергия акцепторного уровня в HgTe  $E_A = 2 \text{ мэВ}$  [1, 2, 7].

Дырка может располагаться и на КАД паре, заряжая ее положительно. Это будет возможным, если предположить, что одна из компонент КАД пары — донор или акцептор — кроме кулоновского потенциала имеет еще и короткодействующую часть, притягивающую для дырки. Для заряженного центра потенциал кова приводит к химсдвигу [8]. Для КАД пары кулоновский потенциал пренебрежимо мал, так что возможно связывание дырки на короткодействующем потенциале КАД пары.

В работе [9] указывается, что Те-антиструктурный дефект как донор в HgTe имеет мощный отталкивательный кор для электрона. Это может привести, как указано в [10], к отсутствию вымораживания электронов на доноры в магнитном поле. Этот же кор может связать дырку, когда кулоновский потенциал донора компенсирован потенциалом акцептора в КАД паре.

Мы предполагаем, что энергия связи дырки  $E_p$  на КАД паре мала по сравнению с характерной энергией 1 мэВ — энергией Ферми и энергией акцептора.

На рис. 1 схематически представлены плотности состояний электронов (штриховая линия) и дырок (сплошные линии), соответствующие данной модели. К плотности состояний дырок в валентной зоне (кривая 1) здесь добавляется плотность состояний  $g_p(\epsilon)$ , связанная с КАД парами (кривая 2), и плотность состояний акцепторов  $g_A(\epsilon)$  (кривая 3). При  $T=0$

электроны с доноров распределяются между зоной проводимости и акцепторами с энергией ниже уровня Ферми  $E_F$ . В последнем случае происходит аннигиляция электрона от донора и дырки, локализованной на акцепторе. При этом акцептор заряжается отрицательно.

## 2. Температурная зависимость концентрации электронов

Благодаря малой эффективной массе электронный газ в HgTe при всех температурах вырожден, а для плотности состояний справедливо приближение свободных электронов. При этом уровень Ферми связан с концентрацией электронов  $n$  обычной формулой

$$E_F = \frac{\hbar^2}{2m_e} (3\pi^2 n)^{2/3}. \quad (1)$$

На рис. 2 приведены экспериментальные значения  $E_F(T)$  для четырех образцов с разной электронной подвижностью при низких температурах. Параметры образцов даны в таблице. Концентрация  $n$  определялась по холловским измерениям, а значения  $E_F$  вычислялись с помощью (1).

Концентрации и подвижности электронов в исследованных образцах HgTe и значения подгоночных параметров

Номер образца	$T = 4.2 \text{ К}$		$N_D \cdot 10^{-15},$ $\text{см}^{-3}$	$N_A \cdot 10^{-16},$ $\text{см}^{-3}$	$N_p \cdot 10^{-17},$ $\text{см}^{-3}$
	$n \cdot 10^{-15},$ $\text{см}^{-3}$	$\mu \cdot 10^{-5},$ $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$			
24—24	1.55	8.3	0.8	2.7	9.2
10—5	1.65	2.8	1.0	2.6	4.4
10—12	3.9	1.8	14	1.0	3.4
67—7	1.55	7.5	5.0	2.6	1.1

Основной особенностью приведенных данных является быстрый рост  $E_F$  от  $T$  начиная с самых низких температур. Такое anomальное поведение ранее не удавалось объяснить в рамках модели случайно расположенных доноров и акцепторов [11], а также в рамках флуктуационной модели [12].

В предлагаемой модели быстрый рост уровня Ферми с температурой связан с КАД парами. Качественно это можно объяснить так. Температура  $T^*$ , начиная с которой  $E_F$  будет зависеть от  $T$ , определяется условием, при котором концентрация дырок, локализованных на КАД парах

$$p_p = \int_0^{\infty} d\varepsilon \frac{g_p(\varepsilon)}{1 + \frac{1}{4} \exp\left(\frac{E_F - \varepsilon}{kT}\right)}, \quad (2)$$

сравнивается с остаточной концентрацией электронов  $n(T=0)$  (множитель  $1/4$  в функции распределения Ферми—Дирака в (2) связан с вырожденным спектром HgTe; см. ниже).

Для  $g_p(\varepsilon)$  можно ограничиться приближением

$$g_p(\varepsilon) = N_p \delta(\varepsilon - E_p), \quad E_p < 1 \text{ мэВ}, \quad (2a)$$

т. е. считать, что все пары имеют дырочный уровень с нулевой  $E_p=0$  энергией. Тогда из (2) нетрудно получить оценку

$$T^* \sim E_F(0)/k \ln [4N_p/n(T=0)]. \quad (3)$$

Как будет показано ниже, зависимость  $E_F(T)$  удается описать во всей области температур при  $E_p=0$  и  $N_p \sim 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Подставляя это зна-

чение в (3), а также считая  $E_F(T=0) \sim 1$  мэВ,  $n \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , получим, что уровень Ферми зависит от температуры начиная с  $T^* \leq 1$  К. В оценке (3) мы считали дырки невырожденными, что оправдано при условии  $\ln [N/n(T=0)] \gg 1$ .

Отметим следующее обстоятельство. Быстрый рост  $E_F$  при низких температурах может быть вызван не только КАД парами, а вообще любой значительной плотностью состояний дырок под уровнем Ферми, например посторонними отрицательно заряженными акцепторами с энергией локализации дырки  $\epsilon_0 < E_F(T=0)$ . При этом в формулах (2), (3) ничего не из-

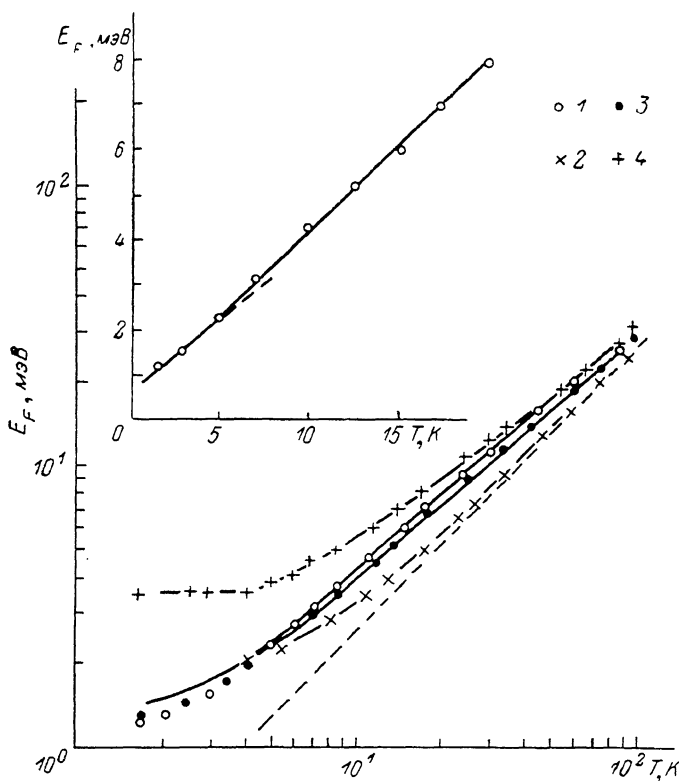


Рис. 2. Экспериментальные и расчетные (линии) зависимости энергии Ферми  $E_F$  от температуры  $T$ .

Номера образцов: 24—24 (1), 67—6 (2), 10—5 (3), 10—12 (4). На вставке — экспериментально наблюдаемая зависимость  $E_F(T)$  для образца 24—24 в линейном масштабе.

менится. Естественно, в образце должна присутствовать большая концентрация доноров, порядка концентрации посторонних акцепторов, чтобы поднять уровень Ферми выше  $\epsilon_0$ . Если считать, что эти доноры и акцепторы распределены случайно, то окажется, что подвижность электронного газа будет значительно меньше измеренной экспериментально. Это одно из важных обстоятельств, приведших к концепции КАД пар.

Перейдем к расчету зависимости  $E_F(T)$ . Уравнение электронейтральности имеет вид

$$n(E_F) = p_v + p_p + N_D - N_A^-, \quad (4)$$

$$N_A^- = \int_0^{\infty} dz g_A(\epsilon) \left[ 1 + 4 \exp\left(\frac{\epsilon - E_F}{kT}\right) \right],$$

где  $N_A^-$  — концентрация заряженных отрицательно акцепторов,  $p_v$  — дырок в валентной зоне. Множитель 4 в знаменателе — следствие четырехкратного вырождения дырочного уровня на акцепторе в HgTe [11].

Плотность состояний  $g_A(\varepsilon)$  центрирована вблизи энергии  $E_A$ , а ее ширина  $\Delta_A \approx e^2 N_D^{1/2} / \kappa_0$  определяется кулоновским взаимодействием с заряженными примесями. Для  $N_D \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$  имеем  $\Delta_A \approx 0.8 \text{ мэВ}$ . Здесь  $\kappa_0 = 20$  — диэлектрическая проницаемость. В дальнейших расчетах мы положим  $\Delta_A = 0$ , считая

$$g_A(\varepsilon) = N_A \delta(\varepsilon - E_A). \quad (5)$$

Учет размытия акцепторной зоны, как показывает расчет, не приводит к значительному изменению подгоночных параметров.

Уравнение (4) удобно переписать в виде

$$n(E_F) = 4N_p \exp\left(-\frac{E_F}{kT}\right) [1 + (T/T_0)^{3/2}] + N_D - N_A + \frac{N_A}{1 + \frac{1}{4} \exp\left(\frac{E_F - E_A}{kT}\right)}, \quad (6)$$

$$T_0 = \frac{2\pi\hbar^2}{m_k k} (2N_p)^{2/3} \approx 140 \text{ К} \quad \text{при} \quad N_p \sim 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}.$$

Укажем, что происхождение множителя  $1/4$  в формуле (2) такое же, как и в последнем члене выражения (6).

Численное решение уравнения (6) приведено на рис. 2 (линии), а значения подгоночных параметров даны в таблице. Видно, что расчетная зависимость  $E_F(T)$  совпадает с экспериментальной в широкой области температур. Значения подгоночных параметров для всех образцов одного порядка. Наклон зависимости  $E_F(T)$  при  $E_F < E_A$  меньше, чем в области, где  $E_F > E_A$ .

Соответствующие асимптотики, как видно из уравнения электронейтральности (6), имеют вид

$$E_F \approx \frac{E_A}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{16N_p}{N_A}, \quad E_F < E_A, \quad (6a)$$

т. е. при  $T < 4 \text{ К}$ , а при  $T > 4 \text{ К}$

$$E_F \approx kT \ln \frac{4N_p}{N_A}, \quad E_F > E_A. \quad (6b)$$

Формула (6b) справедлива, пока  $n < N_A$ , т. е. при  $T < 30 \text{ К}$ . Это связано с тем, что при термическом возбуждении  $e-h$  пар электроны распределяются между зоной проводимости и акцепторами, а при более высоких температурах все электроны поступают в зону проводимости.

Как видно из рис. 2, при  $T < 4 \text{ К}$  расхождение экспериментальной и теоретической зависимостей порядка 15%. Это может быть связано со следующим, не учтенным нами, обстоятельством. Используя аппроксимацию (2a), мы считали все пары эквивалентными. Заряженные центры приводят к разбросу уровней энергии пар. Так, ближайшая к заряженному акцептору пара имеет энергию связи дырки порядка  $E_A$ . Поэтому у плотности состояний пар появляется хвост в глубь зоны проводимости. Это приведет к усилению зависимости  $E_F(T)$ . Температура, начиная с которой можно не учитывать структуры плотности состояний, оценивается  $T \approx E_A / \ln [4N_p / N_A] \approx 4 \text{ К}$ .

### 3. Температурная зависимость подвижности электронов

На рис. 3 приведены экспериментальные зависимости холловской подвижности  $\mu(T)$  для исследуемых образцов. Отметим, следующее. Для образцов 24—24 и 10—5 зависимости  $E_F(T)$  очень близкие. В то же время их подвижности различаются сильно.

В данной модели электроны рассеиваются на нейтральных КАД парах (дипольное рассеяние), на заряженных КАД парах, заряженных акцепторах и донорах и свободных дырках. Кроме того, возможно резо-

нансное рассеяние на нейтральных акцепторах, специфичное для бесцелевого полупроводника [13].

Дипольное рассеяние можно оценить с помощью формулы

$$\mu_d = \frac{3e}{4\pi m_e} \frac{E_F/E_{Be}}{N_p d_p^2} \frac{\hbar}{\sqrt{2m_e E_F}}, \quad E_{Be} = \frac{m_e e^4}{2\hbar^2 \chi^2}. \quad (7)$$

Подвижность (7) в два раза выше, чем в случае невырожденной зоны, что связано с отличием сечения рассеяния на кулоновском центре в HgTe от резерфордского [14, 15]. Для  $N_p \sim 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  и  $d_p \sim 10 \text{ \AA}$  из (7) получим  $\mu_d \sim 10^7 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ . Это гораздо больше экспериментальных значений  $\mu(T)$ .

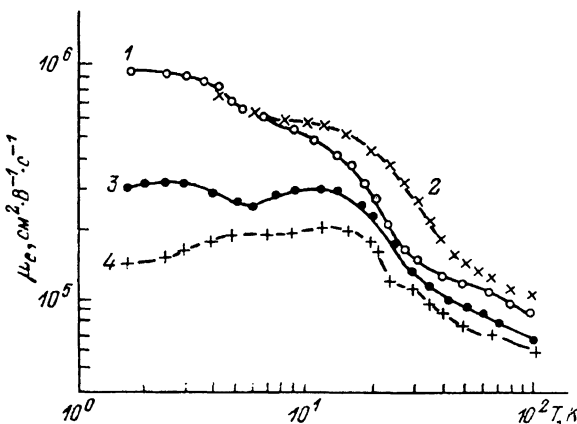


Рис. 3. Зависимость холловской подвижности электронов от температуры. Обозначения те же, что и на рис. 2.

Для рассеяния на заряженных центрах можно использовать борновское приближение [15]

$$\mu = 0.2 \left( \frac{m_0 \chi}{m_e} \right)^2 \frac{n}{N_\mu} \quad (\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}), \quad (8)$$

где  $N_\mu$  — концентрация заряженных центров, а

$$\chi = \chi_0 \left[ 1 + \frac{4\sqrt{2}e^2}{\pi \hbar \chi_0} \sqrt{\frac{m_e}{E_F}} \right] \quad (9)$$

— диэлектрическая проницаемость бесцелевого полупроводника [7], причем в (8) значение кулоновского логарифма [14] принято равным единице.

Формула (9) справедлива для экранирования зарядов на расстояниях больше и порядка длины волны электрона  $\lambda = \hbar/\sqrt{2m_e E_F}$  [7]. Экранирование же зарядов на расстояниях, меньших  $\lambda$ , определяется величиной  $\chi_0$ , не зависящей от концентрации электронов. Отметим, что при оценке дипольного рассеяния (7) диэлектрическая проницаемость имеет вид (9).

Если считать, что подвижность определяется только кулоновским рассеянием, т. е. пренебречь резонансным механизмом рассеяния, то можно из формул (8), (9) и экспериментальных значений  $\mu(T)$  определить температурную зависимость величины  $N_\mu(T)$  — концентрации кулоновски рассеивающих центров. На рис. 4 построена концентрация  $N_\mu(T)$  для образца 24—24 (кривая 2) с самой высокой подвижностью. Там же для сравнения приведены зависимости  $n(T)$  (кривая 1) и величины  $\Sigma(T)$  (кривая 3)

$$\Sigma(T) = p_v + p_p + N_D + N_A^- = n + 2N_A^- \quad (10)$$

суммарной концентрации заряженных центров для данного образца. Нейтральные КАД пары в  $\Sigma$  не включены, поскольку рассеяние на них носит дипольный характер при всех  $T$  из-за неравенства  $d_p \ll \lambda$ . Кроме того, при вычислении  $N_\mu(T)$  из подвижности исключен фоновый вклад в рассеяние. Последний становится важным при  $T > 30$  К [16].

Видно, что при  $T < 20$  К величина  $N_\mu(T)$  совпадает с концентрацией электронов. При более высоких температурах  $N_\mu(T)$  порядка суммарной концентрации заряженных центров  $\Sigma(T)$ .

В рамках предложенной модели это можно объяснить следующим образом. Характерной длиной в задаче рассеяния является длина волны электрона  $\lambda$ . В объеме  $\lambda^3$  содержится много заряженных центров  $\Sigma\lambda^3 \gg 1$ ,

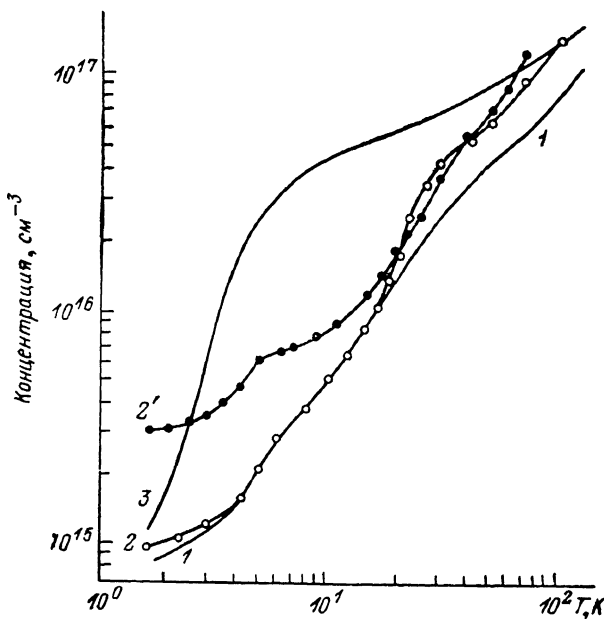


Рис. 4. Температурная зависимость концентраций электронов  $n$  (1), кулоновски рассеивающих центров  $N_\mu$  (2) и полной концентрации заряженных центров  $\Sigma$  (3) для образца 24—24.

Кривая 2' —  $N_\mu(T)$  для образца 10—5.

однако суммарный нескомпенсированный заряд гораздо меньше и равен  $n\lambda^3 \ll \Sigma\lambda^3$ . Большинство заряженных центров — акцепторы и заряженные пары — компенсируют друг друга. При низких температурах дырки располагаются на КАД парах упорядоченно вблизи заряженных акцепторов, поскольку число мест для дырок  $N_p$  гораздо больше их концентрации  $p_p$ ,  $N_p \gg p_p$ , а энергия выигрыша при упорядоченном расположении порядка  $E_A$  на каждую дырку. Мы считаем, что, пока  $T < E_A \sim 20$  К, корреляция в расположении дырок по КАД парам вблизи акцепторов сохраняется. При этом каждый комплекс «заряженная пара—заряженный акцептор» рассеивает гораздо слабее одиночного кулоновского центра. Это приводит к равенству  $N_\mu(T) = n(T)$  при  $T < 20$  К. При  $T > E_A \sim 20$  К дырки располагаются по парам случайным образом и теперь уже  $N_\mu(T) \rightarrow \Sigma(T)$ .

На рис. 4 приведена также зависимость  $N_\mu(T)$  для образца 10—5 (кривая 2). Концентрации  $n(T)$  и  $\Sigma(T)$  для него близки к приведенным на этом рисунке (см. таблицу). Однако подвижность меньше, чем в образце 24—24, так что  $N_\mu(T=0)/n \approx 3$ . Причем при  $T \approx 20$  К,  $N_\mu \approx n$ , а при  $T > 20$  К  $N_\mu \approx \Sigma$ .

Приведенную зависимость можно объяснить так. При  $T=0$  дырочный уровень на малом числе акцепторов с концентрацией порядка электрон-

ной  $n \ll N_A$  понижен до энергии, меньшей  $E_F$ . Они заряжаются отрицательно. Возможным источником такого понижения может быть классический сдвиг уровня донорами [8]. Тогда концентрация кулоновски рассеивающих центров увеличивается, а подвижность падает.

С ростом  $T$  величина  $N_n \rightarrow n$  из-за образования комплексов. Однако, как и раньше, при  $T > 20$  К комплексы начинают «разваливаться», концентрация  $N_n(T)$  стремится к  $\Sigma(T)$ .

Резонансное рассеяние на нейтральных акцепторах в HgTe при разных уровнях легирования и компенсации было вычислено в работе [13]. Сечение рассеяния характеризуется шириной резонанса  $\Gamma \sim E_A (m_e/m_h^{3/2}) \ll E_A$  и является важным при  $E_F \sim E_A$ . Если использовать результаты [13], то получим  $\mu \sim 10^3 \div 10^4$  см<sup>2</sup>/В·с для  $N_A \sim 10^{15} \div 10^{16}$  см<sup>-3</sup>  $\sim N_D$ . Отметим, что в [13] подвижность была вычислена при нулевой температуре.

Важной особенностью в нашем случае является то, что температура  $T \sim 4$  К, когда уровень Ферми находится в примесной зоне, сравнима с шириной примесной зоны  $\Delta_A \approx 8$  К. Учет размытия функции распределения почти вырожденного электронного газа в этом случае может привести к сильному ограничению резонансного механизма рассеяния.<sup>1</sup>

Сформулируем результаты. Предложена модель HgTe, которая количественно позволяет описать зависимость измеренной нами концентрации и подвижности электронов в широком интервале температур. Основная особенность модели — присутствие большой, порядка  $5 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>, концентрации коррелированных акцепторно-донорных пар, имеющих дырочный уровень энергии. Дырки на КАД парах при указанных концентрациях свободны и могут вносить вклад в проводимость и коэффициент Холла. Подвижность электронного газа описана кулоновским рассеянием на заряженных центрах.

Авторы признательны А. Л. Эфросу за многочисленные и полезные обсуждения на всех этапах работы. Благодарим Б. Л. Гельмонта за весьма полезные обсуждения, В. И. Иванова-Омского за поддержку работы.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Mercury Cadmium Telluride, in *Semicond. and Semimetals* / Ed. A. C. Beer, R. K. Willardson, 1981, vol. 18. 384 p.
- [2] *Dornhaus R., Nimitz G.* Springer Tracts in Modern Physics / Ed. G. Höhler, 1976, vol. 78, p. 1—120.
- [3] *Long D., Schmit J. L.* In *Semiconductors and Semimetals* / Ed. A. В С. Beer, R. K. Willardson, 1970, vol. 5, p. 175—255.
- [4] *Schaake H. F., Tregilgas J. H., Beck J. D.* et al. *J. Vac. Sci. Technol. A.*, 1985, vol. 3, N 1, p. 143—149.
- [5] *Иванов-Омский В. И., Коломиец Б. Т., Огородников В. К., Смекалова К. П.* Неорг. мат., 1969, т. 5, № 3, с. 487—489.
- [6] *Ланно М., Бургуэн Ж.* Точечные дефекты в полупроводниках. Теория. М.: Мир, 1984.
- [7] *Гельмонт Б. Л., Иванов-Омский В. И., Цидильковский И. М.* УФН, 1976, т. 120, № 3, с. 337—362.
- [8] *Шкловский Б. И., Эфрос А. Л.* Электронные свойства легированных полупроводников. М.: Наука, 1979.
- [9] *Swartz C. A., Daw M. S., McGill T. C.* *J. Vac. Sci. Technol.*, 1982, vol. 21, N 1, p. 198—201.
- [10] *Gebhardt J., Nimitz G.* *Sol. St. Commun.*, 1985, vol. 56, N 1, p. 131—133.
- [11] *Гельмонт Б. Л., Дьяконов М. И.* ЖЭТФ, 1972, т. 62, № 2, с. 713—722.
- [12] *Аблязов Н. Н., Райх М. Э.* ФТП, 1984, т. 18, № 5, с. 883—891.
- [13] *Райх М. Э., Эфрос А. Л.* ФТТ, 1987, т. 21, № 5, с. 981—989.
- [14] *Broerman J. G.* *Phys. Rev. B*, 1970, vol. 1, p. 4568—4572.
- [15] *Аблязов Н. Н.* ЖЭТФ, 1987, т. 93, № 4 (10), с. 1349—1355.
- [16] *Dubowski J. J., Dietl T., Szymanska W., Gatazka R. R.* *J. Phys. Chem. Sol.*, 1981, vol. 42, N 2, p. 351—357.

<sup>1</sup> Мы признательны М. Э. Райху за обсуждение этого вопроса.