

Низкотемпературные особенности фотоэлектрических свойств кристаллов $Cd_xHg_{1-x}Te$ с дырочной проводимостью: влияние вымораживания дырок и упругого напряжения

© С.Г. Гасан-заде, С.В. Старый, М.В. Стриха, Г.А. Шепельский

Институт физики полупроводников Национальной академии наук Украины,
03650 Киев, Украина

(Получена 3 марта 2000 г. Принята к печати 6 апреля 2000 г.)

Измерены температурные и деформационные зависимости фотопроводимости, фотоэлектромагнитного эффекта, а также темновой электрической проводимости и коэффициента Холла в p - $Cd_xHg_{1-x}Te$ с составом $x \approx 0.20-0.22$ при низких температурах. Показано, что рекомбинационные переходы в температурном диапазоне $T < 30-40$ К могут быть интерпретированы в рамках двухуровневой модели Шокли-Рида с учетом вымораживания основных носителей тока — дырок. При этом второй рекомбинационный центр, который проявляется лишь в указанном диапазоне температур, является акцептором некулоновского типа с энергией ионизации порядка 10–15 мэВ.

Введение

Фотоэлектрические свойства монокристаллов и эпитаксиальных слоев $Cd_xHg_{1-x}Te$ (КРТ) — одного из основных материалов инфракрасной (ИК) фотоэлектроники по-прежнему вызывают значительный интерес. К настоящему времени благодаря успехам технологии материал n -типа достаточно хорошо исследован. Его кинетические коэффициенты определены с высокой степенью точности, а рекомбинационные механизмы в диапазоне температур 4.2–300 К считаются установленными (см., например, обзор [1]). Результаты экспериментов хорошо воспроизводятся. Гораздо сложнее обстоит ситуация с материалом p -типа. По числу работ p -КРТ значительно уступает материалу n -типа. Это относится и к фотоэлектрическим исследованиям прежде всего в области низких температур. Между тем в последние годы отмечается широкое использование монокристаллов и эпитаксиальных слоев с дырочной проводимостью для изготовления фотодиодов ИК диапазона. Последние, как известно, функционируют в низкотемпературном режиме. Для характеристик фотодиода важное значение имеют параметры неравновесных носителей тока в p -слое.

Рекомбинационные процессы носителей заряда в p -КРТ исследовались в ряде работ [2–7]. При этом оказалось, что в отличие от n -КРТ в материале p -типа наблюдается очень большой разброс экспериментальных данных. Это касается как значений основных параметров неравновесных носителей тока (времени жизни τ , диффузионной длины L , скорости поверхностной рекомбинации s и др.), так и самого определения доминирующего механизма рекомбинации в разных температурных диапазонах. Указанный разброс объяснялся прежде всего меньшим совершенством кристаллов p -типа, большим различием в условиях их роста, отжига и обработки, различным состоянием поверхности образцов. Большая часть результатов сводится к тому, что в p -КРТ с составом $x = 0.20-0.30$ в температурном диапазоне $T < 150-200$ К в рекомбинационных процессах

доминирует, как правило, механизм Шокли-Рида. Исходя из этого большой разброс во временах жизни $\tau = 10^{-9}-10^{-6}$ с связывается с разной концентрацией в кристаллах дефектов и примесей. При этом из разных работ следует, что в p -КРТ обнаружено по крайней мере три рекомбинационных уровня с зависящей от состава глубиной залегания (для $x = 0.2$: 10–15, 40–45 и 60–70 мэВ от вершины валентной зоны соответственно) и с большим разбросом в значениях сечений захвата основных и неосновных носителей тока.

В n -КРТ центрами рекомбинации определенно являются дефекты акцепторного типа [1]. По дырочному же материалу выводы разных работ оказались противоречивыми и, таким образом, тип рекомбинационного центра остался в значительной степени неопределенным. Поскольку попытки объяснения температурных зависимостей τ в p -КРТ с помощью одноуровневой модели Шокли-Рида в большинстве случаев оказались мало удачными, некоторыми авторами [5,7] была привлечена двухуровневая модель. Однако типы рекомбинационных центров при этом определить не удалось. С другой стороны, были предприняты попытки интерпретировать зависимости $\tau(T)$ в широком температурном диапазоне на основании исключительно межзонных механизмов рекомбинации [4]. Таким образом, низкотемпературное поведение рекомбинационных механизмов в дырочном КРТ требует дальнейших исследований.

При этом следует учитывать, что кинетические коэффициенты в материале p -типа обнаруживают ряд аномалий в низкотемпературном ($T < 77$ К) диапазоне (см. обзор [8]). Указанные аномалии сказываются и на фотоэлектрических свойствах p -КРТ [9]. В основе низкотемпературных аномалий лежат, главным образом, два механизма: резкое уменьшение концентрации равновесных дырок из-за их вымораживания на акцепторные состояния при понижении температуры и большая асимметрия в подвижностях электронов и тяжелых дырок в КРТ. Поэтому в материале p -типа могут проявлять себя конкурирующие каналы проводимости n -типа в объеме или на поверхности кристалла.

В настоящей работе показано, что в низкотемпературном диапазоне рекомбинационные переходы в кристаллах p -КРТ с составом $x = 0.20$ могут быть интерпретированы в рамках двухуровневой модели Шокли–Рида с учетом вымораживания основных носителей тока — дырок. При этом второй рекомбинационный уровень, который проявляется лишь при $T < 30$ – 40 К, является акцептором с энергией ионизации порядка 10 – 15 мэВ.

Эксперимент и обсуждение результатов

К особенностям настоящей работы следует отнести два момента: одновременное измерение стационарной фотопроводимости (ФП) и фотоэлектромагнитного эффекта (ФМЭ), а также применение одноосного упругого напряжения. Первое позволяет контролировать время жизни τ как основных, так и неосновных носителей тока (как известно, τ , измеренное из эффекта ФП — τ_{phc} , близко к времени жизни τ_h основных носителей, а τ , полученное из анализа ФМЭ — τ_{phm} соответствует τ_e — времени жизни неосновных носителей тока). Применение одноосного напряжения P основано на его избирательном воздействии: в узкощелевых полупроводниках (УП) напряжение P радикально трансформирует энергетические состояния валентной зоны и акцепторов, практически не затрагивая при этом зоны проводимости и связанных с ней донорных уровней. Это может значительно облегчить идентификацию типа рекомбинационного центра.

Были исследованы образцы p - $Cd_xHg_{1-x}Te$ с составом $x = 0.20$ – 0.22 и концентрацией нескомпенсированных примесей $N_a - N_d = 3 \cdot 10^{15}$ – $2 \cdot 10^{16}$ cm^{-3} . Образцы изготовлялись из монокристаллов КРТ, полученных методом направленной кристаллизации и отожженных в насыщенных парах ртути при $T = 400^\circ C$. Концентрация активных примесей определялась по величине коэффициента Холла R_H при температуре истощения примесей $T = 78$ К. Для определения концентрации свободных дырок R_H измерялся при достаточно сильном поле $H > 3$ – 5 кЭ, чтобы исключить вклад легких дырок в коэффициент Холла. Особое внимание было обращено на обработку поверхности образцов. Предварительно полированные химико-механическим способом образцы непосредственно перед измерениями протравливались в 5% растворе брома в метаноле с последующей промывкой в изобутиловом спирте. Электрические контакты наносились вплавлением индия. Линейные размеры образцов составляли $(0.4 \div 0.6) \times (1.5 \div 2) \times (6 \div 8)$ мм³.

Измерения ФП и ФМЭ выполнялись по стандартным методикам с модуляцией возбуждающего излучения. Источниками излучения служили глобар в диапазоне длин волн 1 – 14 мкм и лазер ЛГ-126 ($\lambda = 3.39$ мкм). Для исследуемых образцов условие слабого возбуждения $\Delta p \ll p$ (Δp — концентрация неравновесных дырок) выполнялось для излучения глобара при всех исследуемых температурах $T = 4.2$ – 150 К, а для не-

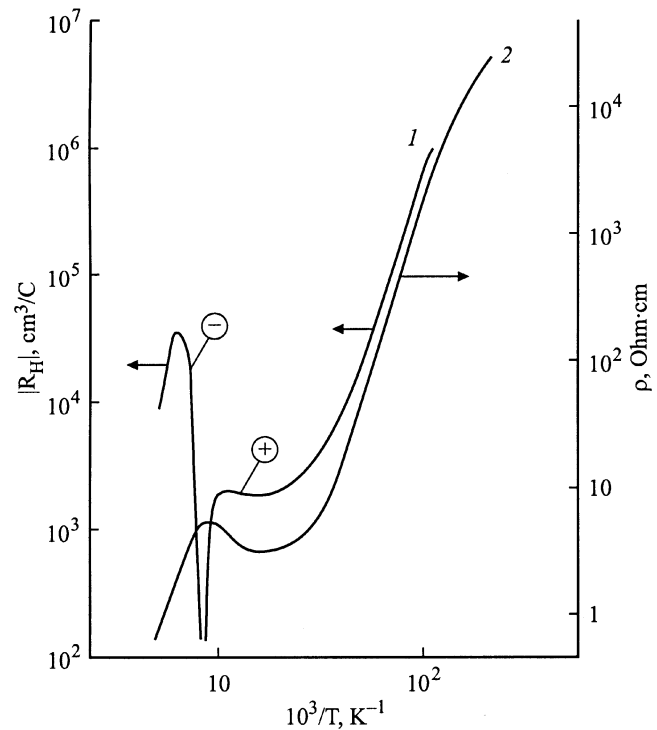


Рис. 1. Температурные зависимости коэффициента Холла R_H и удельного сопротивления ρ для p - $Cd_xHg_{1-x}Te$ с параметрами: $x = 0.201$; $p = 3.3 \cdot 10^{15}$ cm^{-3} , $\mu = 1.2 \cdot 10^3$ $cm^2/(V \cdot c)$ при $T = 77$ К.

ослабленного излучения ЛГ-126 (мощность 5 мВт) — при $T > 20$ – 30 К. Устройство для наложения упругого одноосного давления размещалось непосредственно в гелиевом криостате.

На рис. 1 и 2 представлены характерные для исследованных образцов КРТ температурные зависимости R_H и ρ , τ_{phc} и τ_{phm} в диапазоне 4.2 – 200 К. Резкие изменения R_H и ρ в области $T < 30$ – 40 К имеют концентрационную природу и связаны с вымораживанием свободных дырок на акцепторный уровень. Глубина залегания акцептора зависит от концентрации N_a и в исследованных образцах находилась в пределах 6 – 8 мэВ. Из-за очень высокого значения сопротивления образца при $T < 10$ К (область прыжковой проводимости) величину R_H не удастся надежно измерить. В низкотемпературном диапазоне $T < 30$ – 40 К наблюдается также рост времени жизни дырок τ_h одновременно с падением времени жизни электронов τ_e при понижении температуры. При этом, как и в случае с R_H , при $T < 10$ К фотомагнитный ток падает в такой степени, что τ_e становится практически неизмеряемым. Разница в значениях τ_h и τ_e при $T = 10$ К достигает нескольких порядков. Это позволяет сделать уверенный выбор в пользу механизма Шокли–Рида и отказаться от интерпретации зависимостей $\tau(T)$ с помощью межзонных механизмов рекомбинации в указанном температурном диапазоне. Напомним, что в последнем случае должно выполняться условие $\tau_h = \tau_e$.

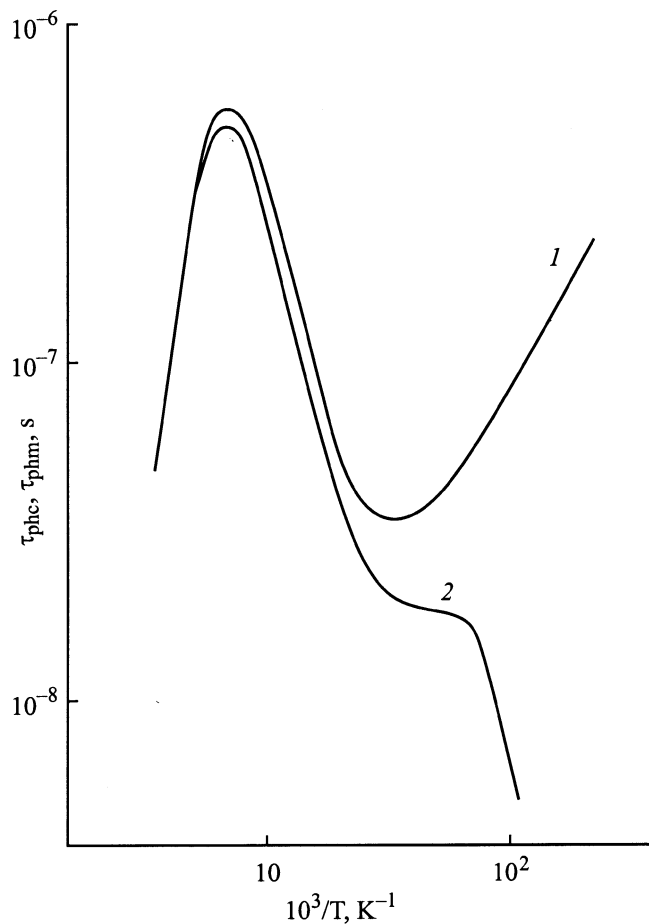


Рис. 2. Температурные зависимости времен τ_{phc} (1) и τ_{phm} (2). Параметры образца те же, что и на рис. 1.

С учетом эффекта вымораживания увеличение τ_h при понижении T имеет простое объяснение. Действительно, при понижении температуры уровень Ферми у образцов p -типа опускается и приближается к вершине валентной зоны. Избыточные электроны быстро захватываются на незанятые состояния рекомбинационного центра, так что темп рекомбинации будет ограничиваться более медленным процессом — захватом дырок на центр:

$$V = r_v p \Delta n_t,$$

где r_v — коэффициент рекомбинации для процесса захвата дырки, а p и Δn_t — соответственно концентрации свободных дырок и электронов, уже захваченных рекомбинационным центром. Тогда время жизни основных носителей заряда может быть записано в виде

$$\tau_h = \frac{\Delta p}{V} = \frac{\Delta p}{r_v p \Delta n_t}, \quad (1)$$

где Δp — концентрация фотодырок.

Вымораживание дырок приводит к росту τ_h , поскольку $\tau_h \propto p^{-1}$. В такой простой модели время жизни неосновных носителей τ_e не должно изменяться, так

как вымораживание дырок никак не влияет на скорость захвата электронов на рекомбинационный центр:

$$\tau_e = (r_c N_t)^{-1},$$

где r_c — соответствующий коэффициент рекомбинации; N_t — концентрация центров рекомбинации. Однако, как видно из рис. 2, данные эксперимента противоречат этому: в области вымораживания наблюдается существенный спад τ_e . Об уменьшении τ_e в кристаллах p -КРТ в низкотемпературном диапазоне сообщалось и в других работах [7,10].

Таким образом, простая одноуровневая модель Шокли–Рида не в состоянии объяснить наблюдаемые в эксперименте зависимости $\tau(T)$ даже на качественном уровне. Очевидно, что наряду с надежно установленным глубоким рекомбинационным центром (для $x = 0.20$ глубина залегания находится в пределах $E = 40-45$ мэВ), при низкой температуре в рекомбинационных переходах в p -КРТ начинает принимать участие другой центр рекомбинации. Этот центр вступает в игру по мере понижения температуры и соответствующего понижения уровня Ферми, когда состояния ловушек освобождается от электронов. Как будет показано далее, второй рекомбинационный центр находится вблизи валентной зоны и является акцептором, несколько более глубоким по отношению к кулоновскому.

Выше упоминалось, что воздействие одноосного упругого напряжения на энергетический спектр полупроводников с кубической кристаллографической структурой оказывается избирательным. Действительно, одноосное напряжение почти не затрагивает зону проводимости (не считая внесения небольшой анизотропии) и связанных с зоной проводимости донорных состояний. Совсем иначе обстоит дело с валентной зоной, которая в отсутствие деформации вырождена в точке $k = 0$ и состоит из подзон легких и тяжелых дырок. Понижая симметрию кристалла, одноосное напряжение снимает вырождение валентной зоны. В результате в точке $k = 0$ возникает пропорциональная давлению P энергетическая щель ε_0 , а состояния тяжелых и легких дырок перемешиваются. Новые состояния удобнее характеризовать подзонами V_+ и V_- с анизотропными эффективными массами дырок [11].

Четырехкратно вырожденный (с учетом спина) акцепторный уровень также расщепляется на два двукратно вырожденных состояния. Величина расщепления E_a при малых деформациях (выполняется соотношение $\varepsilon_0 < E_a$) оказывается порядка расщепления валентной зоны [12]. Напротив, при достижении больших деформаций, когда выполняется обратное соотношение $\varepsilon_0 > E_a$, акцептор создает серию локализованных состояний (основного и возбужденных), связанных с зоной V_+ и резонансных состояний, связанных с зоной V_- [13].

В обычных полупроводниках, например Ge, Si, из-за небольшого по величине отношения эффективных масс тяжелых и легких дырок m_h/m_l вплоть до достаточно высоких значений деформации ($P \approx 3$ кбар для Ge)

реализуется первый из описанных выше предельных случаев. Исходя из этого влияние деформации на состояния валентной зоны и акцепторных уровней можно считать незначительным.

Для $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x = 0.20$) соотношение $m_h/m_l \approx 50$. Поэтому расщепление подзон, изменение эффективных масс дырок в зонах и глубина залегания акцептора при тех же значениях деформации оказываются много сильнее [14]. Действительно, уже при $P = 1$ кбар величина расщепления зон ε_0 составляет 12 мэВ для направления деформации [100], что превышает глубину залегания мелких акцепторов в исходном кристалле. При этом реализуется второй из описанных выше предельных случаев. Понятно, что при низких температурах дырки заселяют лишь верхнюю из расщепившихся валентных подзон, а основное состояние акцептора формируется из энергетических состояний потолка этой подзоны.

Энергию акцептора в первом приближении можно искать как энергию кулоновского центра в простой анизотропной зоне с эффективными массами

$$m_{\parallel} = m_0/(\gamma_1 + 2\bar{\gamma}) \quad \text{и} \quad m_{\perp} = m_0/(\gamma_1 - \bar{\gamma}).$$

Здесь $\bar{\gamma}$, γ_1 — параметры Латтинжера. В исходном кристалле масса тяжелых дырок $m_h = m_0/(\gamma_1 - 2\bar{\gamma})$. Поскольку усредненная эффективная масса верхней из расщепленных подзон оказывается при этом много меньше m_h исходного кристалла, это приводит к увеличению боровского радиуса a_0 акцепторного центра и уменьшению его энергии ионизации E_a . В отсутствие деформации [14]

$$a_0 = \hbar/(2m_h E_a)^{-1/2}, \quad E_a(0) = (4/9)m_h e^4/2\hbar^2 \varkappa^2.$$

В пределе бесконечной деформации

$$E_a[\text{эВ}] = \frac{13.52Z^2}{\varkappa^2} \sqrt{\frac{2m_{\perp}^2 m_{\parallel}}{m_h}}. \quad (2)$$

Здесь Z — заряд центра, \varkappa — диэлектрическая проницаемость кристалла.

Отметим, что формула (2) оказывается достаточно хорошим приближением для оценки энергии связи состояния $1s$ расщепленного уровня акцептора, связанного с зоной V_+ , в пределе больших деформаций. Так, для акцептора в сильно деформированном Ge формула (2) дает значение $E_a = 2.8$ мэВ, в то время когда более точный вариационный расчет [13] дает несколько большее значение $E_a = 3.8$ мэВ. Подчеркнем, что при достижении предела сильных деформаций величина E_a не зависит более от P .

Оценка для КРТ в пределе сильной деформации дает следующее значение энергии связи мелкого акцептора: $E_a = 0.6$ мэВ. Это значение существенно меньше полученного для Ge из-за меньшей величины эффективной массы m_l . Поэтому при сильных деформациях состояния электрически активного акцептора при температурах $T > 10$ К оказываются ионизованными,

а концентрация свободных дырок p приближается к значению $N_a - N_d$. Последнее должно приводить к резкому снижению удельного электрического сопротивления кристалла p -КРТ с повышением давления. Если же концентрация акцепторов в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ достаточно велика ($N_a \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$), то одноосное сжатие вообще может привести к слиянию акцепторных состояний с вершиной валентной зоны (переход Мотта), когда параметр легирования (произведение концентрации на "боровский" объем $N_a a^3$) превышает величину 0.02 [14]. При этом энергия основного состояния акцептора обращается в нуль. Таким образом, воздействие P на неглубокие акцепторные центры в КРТ оказывается сильным.

При захвате носителя на кулоновский центр в пределе большой деформации происходит значительное уменьшение сечения захвата. Действительно, как было показано Абакумовым и Яссиевич [15], захват на заряженный центр, в отличие от более ранней модели Лэкса [16], представляет собой непрерывный спуск по энергии. При этом переход через нулевой уровень энергии никак не выделен, и сечение захвата на заряженный центр описывается обобщенной формулой Томпсона вида:

$$\sigma = \frac{4\pi}{3} \frac{l_0}{l} \left(\frac{e^2 Z}{\varkappa kT} \right)^3, \quad (3)$$

где kT — тепловая энергия. Длина l_0 не зависит ни от энергии захватываемого носителя, ни от температуры и связана с длиной свободного пробега l соотношением

$$l_0 = l \frac{kT}{2ms^2}. \quad (4)$$

Здесь m — эффективная масса носителя, s — скорость звука. Влияние одноосного сжатия на каскадный захват дырки на акцептор в пределе сильных деформаций в первом приближении можно учитывать через введение в (4) анизотропной эффективной массы $m^* = (m_{\perp}^2 m_{\parallel})^{1/3}$. В силу причин, обсужденных выше, это приведет к значительному уменьшению сечения захвата и соответственному увеличению времени жизни дырок. Простая оценка для сечения захвата на уровень акцептора в КРТ в пределе сильной деформации дает $\sigma_{\infty}/\sigma_0 = 0.04$. Более точную оценку можно получить, воспользовавшись результатами работы [17], что приведет к качественно близкому результату.

Если рекомбинационный центр является глубоким акцептором, который описывается моделью потенциала нулевого радиуса, он также оказывается расщепленным одноосной деформацией на два двукратно вырожденных состояния. При этом, как было показано в [18], энергия расщепления между подуровнями акцептора ввиду малости соотношения m_e/m_h составляет $E_{12} \approx 0.1\varepsilon_0$.

Таким образом, в отличие от рассмотренного выше случая мелкого кулоновского акцептора, энергия связи

нижнего из расщепленных состояний относительно зоны V_+ составляет

$$E_a(P) \approx E_a(0) - 0.45\varepsilon_0. \quad (5)$$

При этом для КРТ данного состава справедливо соотношение $\varepsilon_0 = \alpha P$, где $\alpha = 12$ мэВ/кбар.

Из приведенных соотношений можно приближенно оценить величину деформации, которая превращает нижний расщепленный подуровень в резонансный. Оценка показывает, что уровень с $E_a(0) \approx 10$ мэВ остается локализованным по крайней мере до значений $P = 2$ кбар. Однако для такого уровня процесс захвата дырки уже не может быть описан в рамках каскадной модели Лэкса ввиду того, что энергия связи значительно превосходит энергию акустического фонона. При этом наиболее простое рассмотрение многофононного захвата на центр в рамках модели Хуанга–Риса приводит к следующему выражению для сечения захвата:

$$\sigma = \frac{1}{16\pi^2} \frac{\hbar\omega}{kT} \frac{\hbar^2}{mkT} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right). \quad (6)$$

Здесь ω — частота колебаний атомного ядра; E — энергия активации, определяемая термической энергией ионизации и константой электрон-фононной связи; m — масса плотности состояний зоны, с которой связан уровень [15].

Строго говоря, в случае деформированного кристалла использование анизотропной эффективной массы m^* вблизи вершины зоны V_+ неприменимо. Однако ею можно воспользоваться для качественных оценок при значениях P , для которых $E_a(P) \ll E$, где E — все прочие энергетические расстояния в системе (расщепленный акцептор)–(расщепленная вершина валентной зоны). Следовательно, из-за уменьшения эффективной массы сечение многофононного захвата на глубокий акцептор увеличивается. Вторым фактором увеличения σ может стать уменьшение активационной энергии E в экспоненте (6). Таким образом, одноосное давление может однозначно дискриминировать случаи захвата на мелкий кулоновский акцептор, с одной стороны, и глубокий центр, описываемый моделью потенциала нулевого радиуса, — с другой.

На рис. 3 и 4 представлены зависимости R_H и ρ , τ_{phc} и τ_{phm} от деформации при $T = 4.2$ К. В диапазоне напряжений $P = 1-3$ кбар происходит резкое (на несколько порядков) изменение всех указанных параметров. Подчеркнем, что качественно схожие зависимости наблюдались практически для всех исследованных образцов p -КРТ с концентрацией $3 \cdot 10^{15} - 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Из зависимостей $R_H(P)$ и $\rho(P)$ следует, что за счет уменьшения эффективной массы подвижность дырок μ_{V_+} в верхней из расщепленных зон возрастает по сравнению с подвижностью дырок μ_h в недеформированном кристалле с величины $3.9 \cdot 10^2 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ до $4 \cdot 10^3 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. Одновременно происходит существенный рост концентрации свободных дырок за счет деформационного опустошения акцепторных состояний —

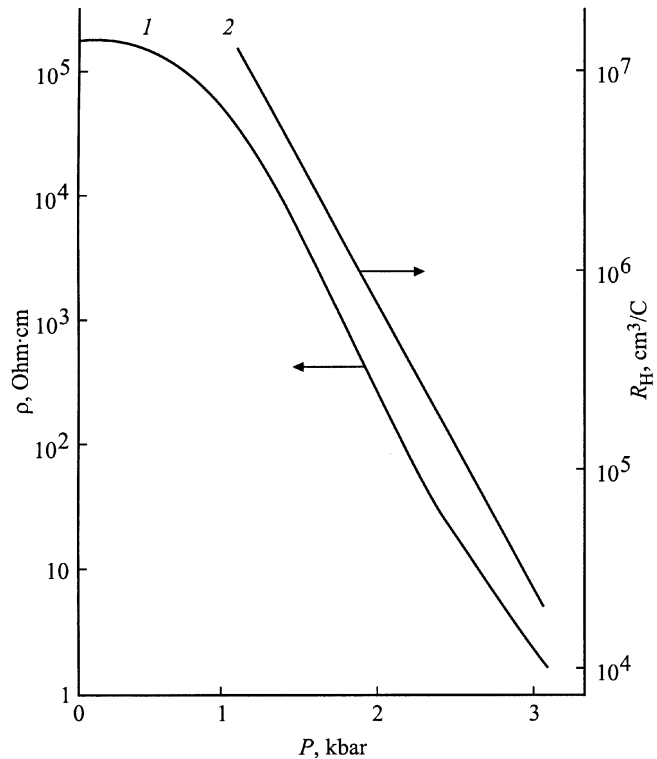


Рис. 3. Зависимости коэффициента Холла R_H и удельного сопротивления ρ от давления P при $T = 4.2$ К. Параметры образца те же, что и на рис. 1.

эффект, обратный вымораживанию дырок. Его можно назвать эффектом "деформационного выкипания". При $P = 3$ кбар концентрация дырок в верхней валентной подзоне достигает значений $p = 7.2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, т.е. приближается по порядку к значению p в температурном диапазоне истощения электрически активных акцепторов ($T > 60-70$ К).

Из рис. 4 также видно, что деформационные зависимости времен жизни электронов и дырок имеют противоположный характер: наряду с ростом τ_{phm} наблюдается заметный спад величины τ_{phc} .

Исходя из приведенных зависимостей можно заключить, что упругое напряжение оказывает качественно противоположное воздействие на скорость рекомбинации по сравнению с понижением температуры. Причина здесь, очевидно, заключается в том, что по мере роста P и опустошения акцепторных состояний происходит повышение уровня Ферми и удаление его от края валентной зоны. В результате концентрация свободных дырок существенно возрастает, что приводит к уменьшению τ_h (см. соотношение (1)). С другой стороны, рекомбинационный уровень, который участвовал в переходах при низких температурах, оказывается занятым электронами и дальнейший процесс захвата неосновных носителей — электронов — существенно замедляется. Это приводит к возрастанию времени жизни электронов τ_e .

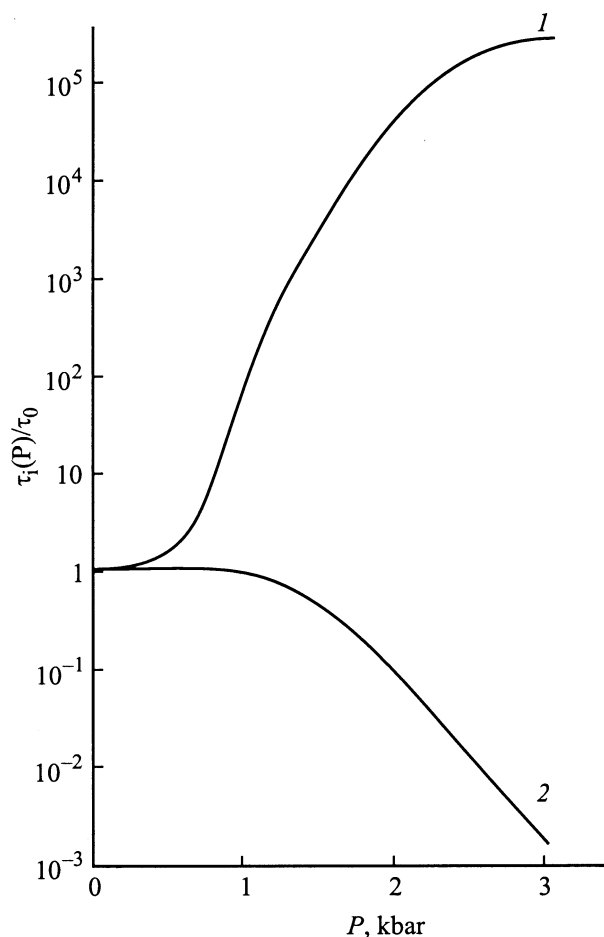


Рис. 4. Зависимости времен τ_{phc} (2) и τ_{phm} (1) от давления P при $T = 4.2$ К. Параметры образца те же, что и на рис. 1.

На основании приведенных выше оценок попытаемся сделать заключение о виде потенциала рекомбинационного центра, находящегося поблизости от края валентной зоны. Для этого примем во внимание деформационное изменение сечения захвата. Из формул (1) и (5) для мелкого акцепторного уровня следует, что на время жизни основных носителей — дырок — оказывают влияние два противоположных фактора: увеличение с давлением концентрации дырок p и уменьшение сечения захвата σ . Их действие в значительной мере компенсирует друг друга, так что отношение τ_h/τ_0 при $P = 3$ кбар по оценкам достигает значения всего лишь около 10. Это по крайней мере на 2 порядка меньше значения, полученного из эксперимента. Отсюда можно заключить, что рекомбинационный центр является не кулоновским акцептором, для которого справедлива лэксковская модель, а несколько более углубленным. Такому центру больше соответствует модель потенциала нулевого радиуса. Сечение захвата на такой акцептор должно увеличиваться с давлением, а время жизни дырок, таким образом, падать. Другой причиной деформационного уменьшения времени жизни дырок, как указывалось выше, является

повышение уровня Ферми. Оценка деформационного сдвига уровня Ферми с использованием формул (1) и (5) показывает, что глубина залегания акцептора не должна превышать 10–15 мэВ от вершины валентной зоны.

Заключение

Таким образом, предложенная двухуровневая модель с учетом вымораживания дырок в состоянии описать особенности рекомбинационных процессов в дырочном КРТ при низких температурах. Экспериментальные результаты удается объяснить, привлекая к рассмотрению наряду с известным рекомбинационным уровнем с глубиной залегания $E \approx 40$ мэВ другой акцептор с $E_a = 10$ –15 мэВ. Только с учетом предложенной модели удастся интерпретировать падение времени жизни неосновных носителей заряда — электронов — в низкотемпературном диапазоне, а также противоположные зависимости времени жизни дырок и электронов от величины упругого напряжения.

Список литературы

- [1] Н.С. Барышев, Б.Л. Гельмонт, М.И. Ибрагимов. ФТП, **24**, 209 (1990).
- [2] А.В. Войцеховский, Ю.В. Лилленко. ФТП, **15**, 1457 (1981).
- [3] D.I. Polla, C.E. Jones. J. Appl. Phys., **52**, 5118 (1981).
- [4] Н.Л. Баженов, В.И. Иванов–Омский, Н.И. Константинова, В.К. Огородников. ФТП, **16**, 2102 (1982).
- [5] S.T. Schechman, E. Finkman. J. Appl. Phys., **57**, 2001 (1985).
- [6] R. Fastow, Y. Nemirowsky. J. Vac. Sci. Technol. A, **8**, 1245 (1990).
- [7] R. Fastow, D. Goren, Y. Nemirowsky. J. Appl. Phys., **68**, 3405 (1990).
- [8] V.I. Ivanov-Omskii, N.N. Berchenko, A.I. Elizarov. Phys. St. Sol. (a), **103**, 11 (1987).
- [9] С.Г. Гасан-заде, М.В. Стриха, Г.А. Шепельский. ФТП, **33**, 574 (1999).
- [10] C.E. Jones, V. Nair. Appl. Phys. Lett., **39** (3), 248 (1981).
- [11] Г.Л. Бир, Г.Е. Пикус. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках (М., Наука, 1972).
- [12] R. Buczko. Nuovo Cimento, **9D**, 669 (1987).
- [13] М.А. Однолюбов, В.М. Чистяков. ФТП, **32**, 799 (1998).
- [14] А.В. Германенко, Г.М. Миньков, О.Э. Рут. ФТП, **21**, 2006 (1987).
- [15] В.Н. Абакумов, В.И. Перель, И.Н. Ясиевич. Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках (СПб, ПИЯФ, 1997).
- [16] M. Lax. Phys. Rev., **119**, 1502 (1960).
- [17] В.В. Акуленичев. ФТП, **16**, 254 (1982).
- [18] F.T. Vasko, M.V. Strikha. Phys. St. Sol. (b), **181**, 447 (1994).

Редактор Т.А. Полянская

Low-temperature peculiarities of photoelectric properties of $Cd_xHg_{1-x}Te$ crystals with hole conductivity: the hole freezing-out effect and elastic strain

S.G. Gasan-zade, M.V. Strikha, S.V. Saryi,
G.A. Shepelskii

Institute of Semiconductor Physics,
National Academy of Sciences of Ukraine,
03650 Kiev, Ukraine

Abstract A study has been made of temperature and deformation dependences of photoconductivity and the photoelectromagnetic effect as well as of the dark electric conductivity and the Hall coefficient in p - $Cd_xHg_{1-x}Te$ crystals with $x \approx 0.20$ – 0.22 composition at low temperatures. It is shown, that the recombination transitions within $T < 30$ – 40 K temperature range can be interpreted in the framework of the two level Shockly–Reed's model, taking into consideration the hole freezing-out effect. The second recombination center that occurs only in the above mentioned temperature range. This center is a non-Coulombic type acceptor with the ionisation energy about 10–15 meV.