

УДК 621.315.592

## ПРОЦЕССЫ РЕКОМБИНАЦИИ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В $Cd_xHg_{1-x}Te$

Обзор

Барышев Н. С., Гельмонт Б. Л., Ибрагимова М. И.

Дан обзор теоретических и экспериментальных работ, посвященных исследованию времени жизни и процессов рекомбинации неравновесных носителей заряда в твердых растворах кадмий—ртуть—теллур. Рассмотрены различные междозонные процессы и процессы на центрах с глубокими уровнями в запрещенной зоне. Обсуждается также влияние поверхности, неоднородностей, деформации, электрического и магнитного полей на фотоэлектрические свойства материала.

*Введение.* Генерация и рекомбинация носителей заряда лежат в основе работы наиболее важных типов полупроводниковых приборов — транзисторов, приемников излучения, квантовых генераторов. Детальное исследование процессов рекомбинации неравновесных носителей заряда (ННЗ) позволяет разобраться в ряде принципиальных вопросов физики твердого тела вообще и физики полупроводников в частности и вести разработку приборов, используя все потенциальные возможности кристаллов. ННЗ могут рекомбинировать путем переходов непосредственно из зоны в зону, а также путем захвата на локальные уровни в запрещенной зоне, обусловленные наличием в материале примесей или дефектов решетки. Физический механизм рекомбинационного процесса характеризуется прежде всего механизмом отвода энергии при уходе из зон неравновесных электронов и дырок; в этом смысле переходы могут быть излучательными, ударными, фононными, плазмонными и т. д. Относительная важность различных рекомбинационных процессов определяется шириной запрещенной зоны материала и деталями его зонной структуры, концентрациями электронов и дырок, температурой, а также концентрациями и свойствами центров с локальными уровнями [1-4].

### 1. Междозонные процессы

1.1. *Ударные процессы.* Уже в ранних работах [5-10], посвященных изучению времени жизни ННЗ в узкощелевых полупроводниках  $Cd_xHg_{1-x}Te$  (КРТ)  $n$ -типа, было установлено, что при обычных температурах основным каналом безызлучательной рекомбинации является оже-процесс, в результате которого аннигилируют электрон и дырка, а энергия передается другому электрону. Проведенные в приближении параболических зон расчеты времени жизни, обусловленных излучательной и оже-рекомбинацией, показали, что для составов  $0.17 < x < 0.20$  с собственной проводимостью и проводимостью  $n$ -типа междозонная оже-рекомбинация преобладает над излучательной почти во всем интервале температур от 77 до 300 К (в сплавах с  $x=0.20$  и  $0.21$  при температурах выше 100 и 130 К соответственно). Согласно теории Битти и Ландсберга [2], для параболических зон время жизни в области примесной проводимости для невырожденных электронов определяется по следующей формуле:

$$\tau_a = \frac{\varepsilon^2 (E_g/kT)^{3/2} m_n^2 (1+2\mu) \sqrt{1+\mu}}{2(2\pi)^{1/2} e^4 h^3 n^2 \mu^2 |F_{cc} F_{cv}|^2} \exp\left(\frac{\mu E_g}{kT(1+\mu)}\right), \quad (1)$$

где  $e$  — заряд электрона,  $E_g$  — ширина запрещенной зоны,  $m_n$ ,  $m_p$  — эффективные массы электрона и дырки,  $\mu = m_n/m_p$ ,  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость,  $n$  — концентрация электронов,  $\hbar$  — постоянная Планка,  $F_{ik}$  — интеграл перекрытия между блоховскими функциями  $i$ - и  $k$ -зон. В ходе оже-процесса должны одновременно выполняться два закона сохранения: энергии и импульса. Это приводит к тому, что только частицы, имеющие энергию выше пороговой, могут рекомбинировать по схеме оже-процесса. В показателе экспоненты формулы (1) стоит суммарная энергия трех частиц, начиная с которой возможен оже-процесс. Вероятность оже-рекомбинации в КРТ велика вследствие малой ширины запрещенной зоны и большого различия масс электронов и дырок.

Интегралы перекрытия  $F_{cc}$ ,  $F_{ce}$ , согласно теории Битти—Ландсберга, представляются собой константы материала, которые определялись в ранних работах [8, 11] из сравнения теории с экспериментом. Однако формула (1) требует двух существенных уточнений. Прежде всего выживающий после оже-рекомбинации электрон имеет столь большую энергию, что обязательно нужно учитывать непараболичность энергетического спектра [12]. Кроме того, в теории Битти—Ландсберга предполагалось, что вследствие экспоненциальной зависимости функции распределения все остальные величины могут быть вычислены при пороговых энергиях частиц. Однако волновые функции электрона и тяжелой дырки взаимно ортогональны на пороге. Поэтому необходимо явным образом учитывать зависимость интеграла перекрытия от энергии. Это приводит к дополнительной степени  $T$  в предэкспоненциальном множителе в формуле. Теоретический расчет, учитывающий оба эти обстоятельства, был выполнен одновременно в статьях [13, 14]. Для невырожденных полупроводников  $n$ -типа время рекомбинации  $CCNC$  процесса (первые три буквы обозначают зону проводимости —  $C$  и зону тяжелых дырок —  $H$ , в которых находятся частицы до рекомбинации, четвертая буква соответствует частице после рекомбинации) определяется выражением

$$\tau_a = \frac{\epsilon^2 E_g^{3/2} m_{ph}^{3/2} \sqrt{m_n kT}}{3 (2\pi)^{3/2} e^4 n^2 \hbar^3} \exp\left(\frac{2\mu E_g}{kT}\right), \quad (2)$$

где  $m_{ph}$  — масса тяжелой дырки.

Процессы рекомбинации с участием двух электронов и тяжелой дырки были рассмотрены в [15] при произвольной степени вырождения электронов. В области примесной проводимости время жизни можно следующим образом связать с уровнем Ферми  $\zeta$  электронов:

$$\tau_{CCNC} = \frac{F_{1/2}(\eta)}{F_{3/2}(\eta)} \tau_a, \quad (3)$$

где  $\eta = \zeta/kT$ ,  $F_\nu(\eta) = [\Gamma(\nu+1)]^{-1} \int_0^\infty dx x^\nu (1+e^{x-\eta})^{-1}$  — интеграл Ферми,  $\Gamma(\nu)$  —

$\Gamma$ -функция Эйлера. При достаточно высоких концентрациях, когда уровень Ферми  $\zeta$  лежит на несколько  $kT$  выше дна зоны проводимости,  $\tau \propto n^{-3/2}$ . Зависимость времени жизни от степени вырождения электронного газа в интервале концентраций  $n_i \leq n \leq 10^{18} \text{ см}^{-3}$  ( $n_i$  — собственная концентрация носителей заряда) детально исследовалась в работе [16].

В невырожденном КРТ с дырочной проводимостью на смену рассмотренному выше процессу  $CCNC$  приходит процесс  $CHNL$ , в ходе которого тяжелая дырка превращается в легкую. Как было показано в [17], этому процессу соответствует минимальная пороговая энергия. Для невырожденных полупроводников  $p$ -типа с концентрацией дырок  $p$  время жизни может быть записано в виде [18]

$$\tau_{CHNL}^{-1} = \frac{18 (2\pi)^2 e^4 p^2 \hbar^3}{\epsilon^2 m_n^3 E_g^{1/2}} \sqrt{\frac{kT}{m_{ph}}} g\left(\frac{m_n E_g}{m_{ph} kT}\right), \quad (4)$$

где

$$g(a) = \frac{a^{3/2}}{8} \left[ (a-1) \sqrt{\pi a} + a(3-2a-2a^2) I_1(a) + \frac{a}{2} (1+a+2a^2) I_0(a) \right],$$

$$I_k(a) = \int_0^{\infty} dz z (1+z^2)^{-k} \exp(-az^2) \ln \left( \frac{1+z}{1-z} \right)^2.$$

Соотношение между временами  $\tau_{СНС}$  и  $\tau_{СНЛ}$  в собственном материале зависит от состава и температуры [19, 20].

Подробный анализ оже-процессов типа *СНЛ* содержится также в работах [20]. В работах [21-25] теоретически и экспериментально изучались особенности межзонной оже-рекомбинации в сплавах КРТ при наличии магнитного поля. Время жизни сначала увеличивается с ростом магнитного поля. В сильных полях время жизни осциллирует как функция поля. Осцилляции связаны с тем, что скорость рекомбинации возрастает, когда расстояние между двумя электронными подуровнями Ландау становится равным ширине запрещенной зоны. Этот эффект был предсказан в [26] и экспериментально обнаружен в [22].

В присутствии фонового излучения время жизни может измениться вследствие генерации дополнительных электронно-дырочных пар и изменения стационарной плотности частиц. Битти [26] рассмотрел влияние фоновой подсветки (300 К) на ударную рекомбинацию в  $\text{Cd}_{0.2}\text{Hg}_{0.8}\text{Te}$  и рассчитал времена жизни в этом материале при равновесных концентрациях носителей  $10^{14}$ — $10^{15}$   $\text{см}^{-3}$ , концентрациях избыточных носителей до  $10^{16}$   $\text{см}^{-3}$  в широком интервале температур (3—200 К).

1.2. *Излучательная рекомбинация.* С увеличением содержания теллурида кадмия в твердых растворах КРТ и, следовательно,  $E_g$  возрастает относительный вклад излучательной рекомбинации по сравнению с ударной в полную скорость междузонных переходов, поскольку экспоненциальные факторы, определяющие собственные времена жизни для этих процессов, сильно различаются между собой:

$$\tau_{r,i} \sim \exp\left(\frac{E_g}{2kT}\right), \quad \tau_{СНС} \sim \exp\left[\left(1+2\mu\right)\frac{E_g}{kT}\right]. \quad (5)$$

Время жизни НЗ, определяемое излучательной рекомбинацией, равно

$$\tau_r = [B_r(n+p)]^{-1}. \quad (6)$$

Воспользовавшись формулой для коэффициента поглощения, полученной в [27], найдем выражение для коэффициента излучательной рекомбинации

$$B_r = \frac{e^2 \sqrt{\epsilon_{\infty}} E_g^2 \hbar \pi^{3/2}}{2m_n m_{ph}^{3/2} (kT)^{3/2} c^3} (1+2\sqrt{2}), \quad (7)$$

где  $\epsilon_{\infty}$  — высокочастотная диэлектрическая проницаемость. Это выражение отличается численным множителем от обычно используемой формулы Холла, в которой не учитывалась конкретная структура зон [3],

$$B_r = \frac{e^2 \sqrt{\epsilon_{\infty}} E_g^2 \hbar \sqrt{2\pi}}{m_n m_{ph}^{3/2} (kT)^{3/2} c^3} \quad (8)$$

при  $\mu \ll 1$ .

Формула (8) использовалась для расчета времен жизни излучательной рекомбинации в твердых растворах КРТ различного состава в [6, 7] и ряде других работ. Из сравнительного анализа интенсивностей междузонных процессов следует, что излучательная рекомбинация может преобладать над оже-рекомбинацией в твердых растворах  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с  $x \geq 0.3$  при умеренных и низких температурах.

1.3. *Фононная рекомбинация.* Электроны и дырки в узкощелевых полупроводниках могут рекомбинировать также путем переходов из зоны проводимости в валентную зону с испусканием серии колебательных квантов решетки. Конечное время жизни носителей в этом случае получается во втором порядке теории возмущений по взаимодействию, смешивающему зоны, при учете рассеяния носителей на колебаниях решетки [28]. Согласно оценке, коэффициент многофононной рекомбинации зона—зона с эмиссией оптических фононов в антимониде

индия равен по порядку величины  $10^{-11}$  см<sup>3</sup>/с и сравним с коэффициентом излучательной рекомбинации (7). Следует полагать, что в узкозонных твердых растворах КРТ дело обстоит подобным же образом. В твердых растворах с очень малой шириной запрещенной зоны ( $E_g \sim 10^{-2}$  эВ), т. е. вблизи перехода полупроводник—полуметалл становятся возможными одноквантовые тепловые переходы зона—зона. Поскольку обсуждаемые твердые растворы являются прямозонными материалами (экстремумы — в точке  $\Gamma$ ), в однофононной междузонной рекомбинации в них могут принимать участие длинноволновые оптические колебания. В [29] было получено выражение для времени жизни, обусловленного рекомбинацией с испусканием полярного оптического фонона в пренебрежении его дисперсией. Численные оценки показывают, что междузонная однофононная рекомбинация, коль скоро она возможна, является интенсивным процессом и может приводить к очень малым значениям времен жизни (вплоть до  $10^{-12}$ — $10^{-13}$  с). В этом случае рекомбинацию следует рассматривать одновременно с рассеянием носителей заряда по энергии. В сильных магнитных полях наблюдались осцилляции продольного магнитосопротивления в HgTe [30] и фотопроводимости в полуметаллических твердых растворах  $Cd_xHg_{1-x}Te$  с  $x = 0.14$ — $0.165$  [31] при температурах 4.2 К. Эти экспериментальные данные свидетельствуют о том, что скорость рекомбинации резко возрастает, когда открывающаяся в магнитном поле запрещенная зона становится равной энергии оптического фонона.

1.4. *Плазменная рекомбинация.* При определенном составе и определенной концентрации носителей заряда ширина запрещенной зоны КРТ может стать равной или меньше энергии коллективных колебаний электронного или дырочного газа. В этом случае наряду с рассмотренными выше междузонными механизмами рекомбинации становится возможным еще один процесс — прямая междузонная рекомбинация электронов и дырок с испусканием плазменных волн [31—34]. В приближении бесконечного плазмонного времени жизни и малых отклонений от равновесия время жизни НЗ в материале  $n$ -типа, обусловленное междузонной плазменной рекомбинацией, равно [32]

$$\tau_{p1} = \frac{3\hbar^2 \epsilon_\infty E_g}{2e^2 \hbar \omega_L} [2m_{n0} (\hbar \omega_L - E_g)]^{-1/2}, \quad (9)$$

где  $\omega_L = (4\pi n e^2 / m_n^* \epsilon_\infty)^{1/2}$  — частота Лэнгмюра,  $m_n^*$  — значение эффективной массы электрона на уровне Ферми. Формула (9) получена при малом превышении энергии кванта плазмона над  $E_g$  [ $(\hbar \omega_L - E_g) / kT \ll 1$ ]. Твердые растворы КРТ с  $x = 0.19$ ,  $0.16$  и  $0.15$  имеют ширину запрещенной зоны, равную 87, 32 и 14 мэВ при температуре 77 К. Пороговые концентрации электронов, удовлетворяющие условию  $\hbar \omega_L = E_g$ , составляют  $10^{18}$ ,  $10^{17}$  и  $10^{16}$  см<sup>-3</sup> (для состава  $x = 0.15$  это соответствует собственной концентрации при 77 К).<sup>1</sup> Уже при небольшом превышении пороговой концентрации электронов время жизни НЗ, определяемое плазменной рекомбинацией, становится очень малым — порядка  $10^{-12}$ — $10^{-13}$  с, т. е. сравнимым с временем релаксации для рассеяния, как и в случае междузонной однофононной рекомбинации. Следует заметить, что междузонный плазмонный процесс возможен и при условии  $\hbar \omega_L \leq E_g$ , если учесть очень быстрое затухание плазмонов и соответствующее уширение их энергии; однако рекомбинация НЗ происходит при этом с меньшей скоростью, чем при выполнении условия  $\hbar \omega_L > E_g$  [35, 31]. Рассмотренные одноквантовые безызлучательные междузонные процессы жестко ограничивают чувствительность кристаллов КРТ с очень малой шириной запрещенной зоны в области длин волн порядка нескольких десятков микрометров.

## 2. Рекомбинация на центрах

Экспериментальные исследования времен жизни и процессов рекомбинации НЗ в твердых растворах КРТ разного состава при различных концентрациях носителей заряда и температурах проводились в большом числе работ. Нап-

<sup>1</sup> В твердых растворах  $p$ -типа указанных составов соответствующие пороговые концентрации дырок будут еще выше вследствие еще большей эффективной массы.

более интенсивно изучались объемные монокристаллы и эпитаксиальные слои составов  $x \approx 0.2$  и  $x \approx 0.3$ , поскольку они широко применяются при изготовлении приемников инфракрасного излучения, чувствительных в окнах прозрачности атмосферы 8—14 и 3—5 мкм соответственно.

2.1. *Результаты для твердых растворов n-типа.* Рассмотрим сначала результаты, полученные при исследовании твердых растворов с электронной проводимостью. Как показали многочисленные исследования фотоэлектрических свойств материала n-типа с  $x \approx 0.2$  [6-8, 11, 13, 36-42], в области собственной проводимости, т. е. при сравнительно высоких температурах, однозначно доминирует междузонная ударная рекомбинация.

По поведению времени жизни неравновесных носителей заряда в области промежуточных и низких температур исследованные монокристаллы твердых растворов n-Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te с  $x \approx 0.2$  можно разделить на две группы. В наиболее чистых некомпенсированных кристаллах с высокой подвижностью электронов ( $\mu_n = (2 \div 2.5) \cdot 10^5$  см<sup>2</sup>/В·с при 77 К) времена жизни достигают нескольких микросекунд при температуре жидкого азота и объясняются междузонной ударной рекомбинацией также и в области примесной проводимости. Это подтверждается как температурной зависимостью времени жизни (рис. 1), так и зависимостью его от концентрации свободных электронов при фиксированной температуре, которая в данном случае имеет вид  $\tau \sim n^{-2}$  [9]. Кристаллы с низкой концентрацией носителей заряда нередко обладают той или иной степенью компен-

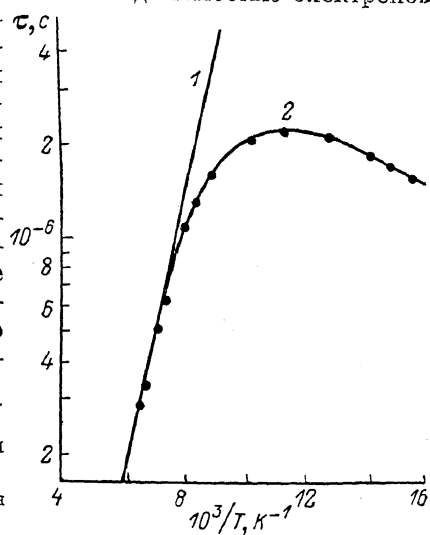


Рис. 1. Температурная зависимость времени жизни в n-KPT с  $x=0.195$ .

1 —  $\tau_{a1}$ ; 2 —  $\tau_a$ . Точки — экспериментальные значения для образца с  $n(77\text{ К}) = 7.5 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup> [9].

сации донорных и акцепторных центров и потому сравнительно низкой подвижностью электронов ( $\mu_n < 10^5$  см<sup>2</sup>/В·с при температуре жидкого азота). Рекомбинация неравновесных носителей в них при низких температурах осуществляется обычно через локальные уровни в запрещенной зоне. В кристаллах, исследованных разными авторами, обнаружена целая гамма рекомбинационных уровней:  $10 \div 30$  [42],  $25 \div 30$  [8],  $32 \div 37$  [36],  $40 \div 44$  [10],  $40 \div 63$  [8],  $50$  [43],  $55$  [5],  $60$  [6],  $65$  [44],  $70$  мэВ [37, 41]. Наличие центров Шокли—Рида установлено как в кристаллах, легированных различными примесями (Fe, Au, In, Ag, Si, Al, Cl), так и в кристаллах, которые намеренно не легировались. При этом концентрация центров в нелегированных кристаллах может изменяться в широких пределах — от  $10^{12}$  до  $10^{15}$  см<sup>-3</sup>. Введение некоторых примесей, в частности железа, сильно снижает время жизни ННЗ, но не влияет на концентрацию электронов. В некоторых случаях обнаружено два рекомбинационных уровня: один вблизи середины запрещенной зоны, другой в верхней половине  $E_g$  [42].

При температурах ниже  $\sim 50$  К наблюдались явления захвата неосновных неравновесных носителей заряда [8, 45]. На первый взгляд, сильное возрастание времени жизни электронов в области гелиевых температур можно было бы объяснить преобладанием междузонной ударной рекомбинации в связи с наличием экспоненциального фактора в (3). Однако более детальный анализ показал, что время жизни, обусловленное междузонной излучательной рекомбинацией и пропорциональное  $T^{3/2}$  в примесной области, существенно короче, чем  $\tau_a$ , при гелиевых температурах. Поведение времени жизни при очень низких температурах хорошо объясняется излучательной рекомбинацией в чистых некомпенсированных кристаллах и рекомбинацией Шокли—Рида в компенсированном материале с учетом эффекта прилипания неосновных неравновесных дырок на

мелких акцепторных уровнях [37, 41, 46]. Эти уровни отстоят от потолка валентной зоны на 5–6 мэВ, а концентрации соответствующих центров составляют  $10^{15}–10^{16}$  см $^{-3}$  (рис. 2).

Рекомбинационные явления в твердых растворах  $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с  $x \approx 0.3$  качественно подобны явлениям в материале  $n$ -типа с  $x \approx 0.2$  с той разницей, что в кристаллах с большей шириной запрещенной зоны усиливается относительная роль междузонного излучательного процесса по сравнению с ударным [47–52]. В области собственной проводимости излучательный и ударный процессы вносят сравнимые вклады в полную скорость междузонной рекомбинации. Эти же процессы определяют наблюдаемые времена жизни в чистых некомпенсированных или слабо компенсированных кристаллах и в области примесной проводимости,

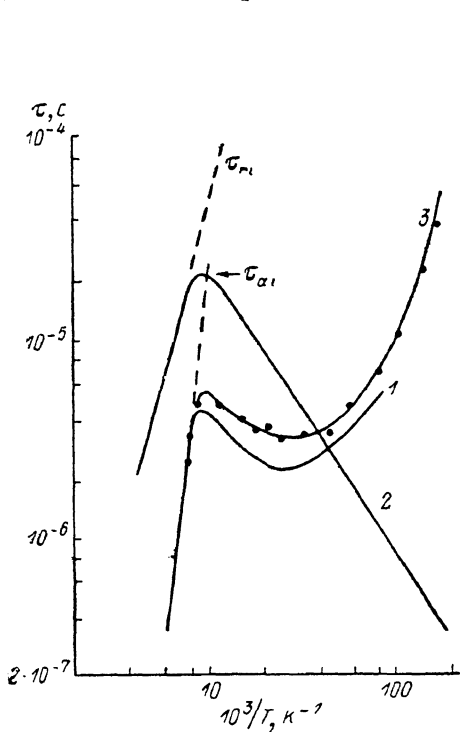


Рис. 2. Температурная зависимость времени жизни в  $n\text{-КРТ}$  с  $x=0.21$ ,  $n=1.1 \cdot 10^{15}$  см $^{-3}$ .

1 —  $\tau_{\text{СНС}}$ , 2 —  $\tau_r$ , 3 — расчетная зависимость  $\tau$  с учетом  $\tau_{\text{СНС}}$ ,  $\tau_r$  и примесной рекомбинации. Штриховые линии — асимптотики времен жизни для собственного полупроводника, точки — экспериментальные значения [41].

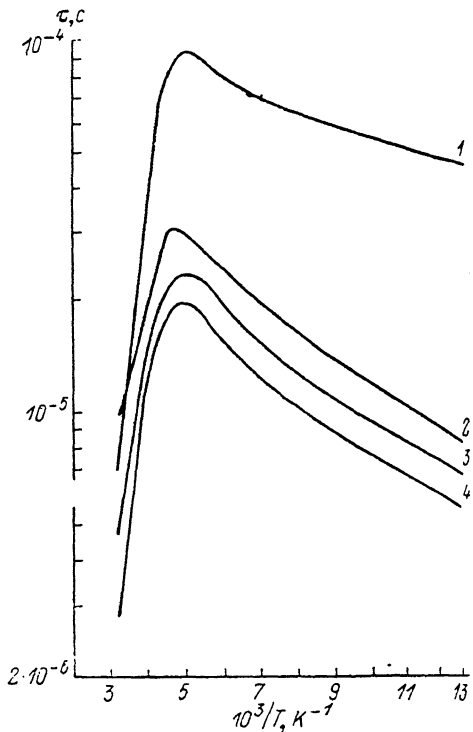


Рис. 3. Температурная зависимость времени жизни в  $n\text{-Cd}_{0.3}\text{Hg}_{0.7}\text{Te}$  с  $n(77\text{ K}) = 1.1 \cdot 10^{15}$  см $^{-3}$ .

1 —  $\tau_a$ , 2 —  $\tau_r$ , 3 —  $\tau = (\tau_a^{-1} + \tau_r^{-1})^{-1}$ , 4 — экспериментальная кривая для слабо компенсированного образца ( $n_n = 3.2 \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$  при 77 К) [41].

причем вклад излучательной рекомбинации преобладает (рис. 3). Однако для сильно компенсированных кристаллов с низкой подвижностью электронов расчетные значения времен жизни, обусловленных междузонными процессами, значительно превосходят наблюдаемые на опыте в области примесной проводимости; рекомбинация ННЗ происходит в данном случае с участием локальных уровней в запрещенной зоне (рис. 4). В кристаллах с промежуточной степенью компенсации все три основных процесса оказывают определенное влияние на время жизни носителей заряда. Как и в твердых растворах с  $x \approx 0.2$ , в  $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с  $x \approx 0.3$  обнаружены рекомбинационные уровни, лежащие на 10–30 мэВ ниже дна зоны проводимости [48], уровни, отстоящие от потолка валентной зоны на 61 мэВ, с отношением коэффициентов захвата электронов и дырок, равным 240 [51], и уровни, отстоящие от валентной зоны на 70 мэВ, с коэффициентом захвата электронов  $(0.8 \div 1.7) \cdot 10^{-8}$  см $^2$ /с [47, 41]. При температурах ниже 50 К также наблюдался эффект прилипания неосновных носителей на уровень 5.5 мэВ от валентной зоны [47].

С увеличением содержания теллурида кадмия в твердых растворах ослабевает влияние междузонной рекомбинации, особенно ударной, на времена жизни носителей по сравнению с рекомбинацией на примесях и дефектах решетки. Как показали результаты исследования кинетики фотопроводимости в образцах  $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с  $x \approx 0.5$ , время жизни ННЗ в этом материале определяется рекомбинацией Шокли—Рида во всем интервале температур от комнатной до температуры жидкого азота [58].

2.2. Результаты для твердых растворов  $p$ -типа. Времена жизни и процессы рекомбинации неравновесных носителей заряда в твердых растворах КРТ различного состава с дырочной проводимостью исследовались в сериях работ Вой-

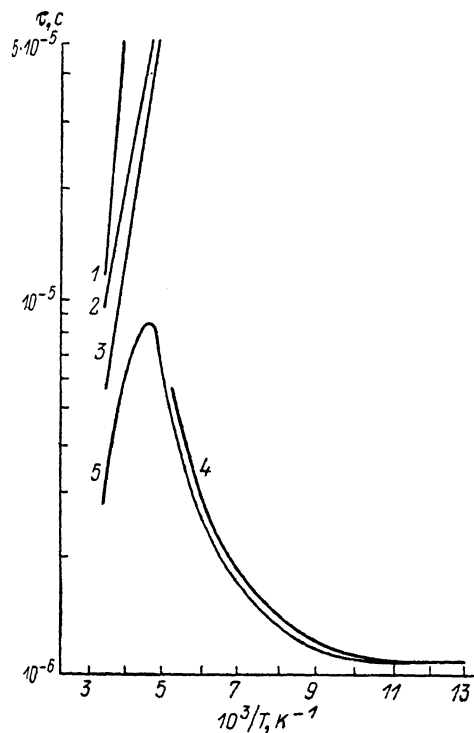


Рис. 4. Температурная зависимость времени жизни в  $n\text{-Cd}_{0.3}\text{Hg}_{0.7}\text{Te}$  с  $n(77\text{ K}) = 1.5 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ .

1 —  $\tau_a$ , 2 —  $\tau_r$ , 3 —  $\tau = (\tau_a^{-1} + \tau_r^{-1})^{-1}$ , 4 — расчет по теории Шокли—Рида, 5 — экспериментальная кривая для сильно конденсированного образца ( $\mu_n = 4.7 \cdot 10^8 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  при 77 К) [51].

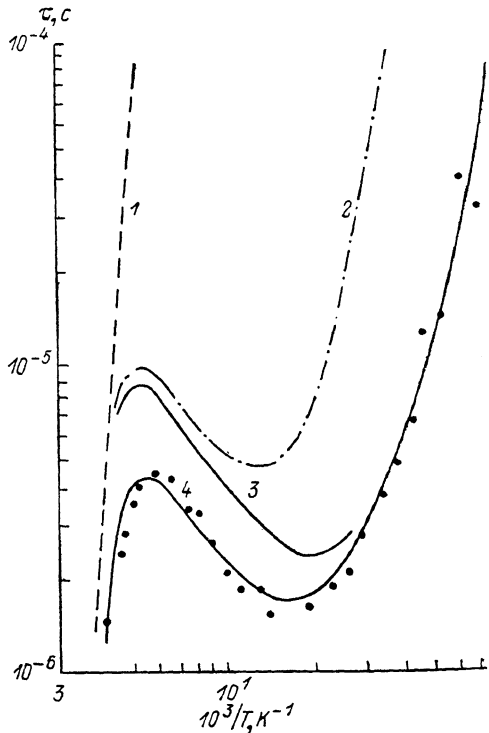


Рис. 5. Температурная зависимость времени жизни в  $p$ -КРТ с  $x=0.25$ .

1 —  $\tau_{SHR}$ , 2 —  $\tau_{SHL}$ , 3 —  $\tau$ , 4 — расчетная зависимость  $\tau_2$  с учетом оже-процессов, излучательной и примесной рекомбинации [19].

цеховского с соавт. [54–59], Полла, Джонса с соавт. [60–69] и в работах других авторов [70–75]. Практическая сторона данных исследований обусловлена тем, что монокристаллы и эпитаксиальные слои  $p$ -типа широко используются при изготовлении фотодиодов.

Особенности междузонной ударной рекомбинации в  $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с  $x=0.195$  и 0.20 экспериментально и теоретически исследовались в работах [58, 59]. В частности, было установлено, что в кристаллах с концентрациями нескомпенсированных акцепторов  $10^{15}–10^{16} \text{ см}^{-3}$  при температурах  $> 110–140 \text{ K}$  время жизни, обусловленное ударной рекомбинацией, примерно вдвое превышает собственное время жизни  $\tau_a$ ; этот эффект связан с деталями зонной структуры материала. В этих же работах, а также в [54, 55] показана важность механизма рекомбинации Шокли—Рида в области примесной проводимости, т. е. при низких температурах. В различных образцах с  $x \approx 0.2$   $p$ -типа обнаружены две группы рекомбинационных уровней, отстоящих на 10–15 и 30–45 мэВ от потолка валентной зоны. Влияние облучения электронами (с энергией 2.3 МэВ) кристаллов  $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с  $x \approx 0.2$  и последующего отжига на время жизни не-

равновесных носителей заряда изучалось в [56, 57]. В процессе облучения вводятся мелкие доноры, так что при больших дозах происходит конверсия типа проводимости  $p \rightarrow n$ , а также рекомбинационные центры с глубоким уровнем  $\sim 40 \pm 5$  мэВ над валентной зоной [57]. Радиационные центры рекомбинации отжигаются при более низких температурах (80—100 °С), чем мелкие доноры, определяющие электрические свойства облученных кристаллов ( $T_{отж} = 130\text{—}160$  °С). После отжига радиационных центров с глубоким уровнем время жизни носителей в кристаллах объясняется междузонной ударной рекомбинацией, о чем свидетельствуют зависимости его от температуры и мощности возбуждающего излучения, а также результаты расчетов [56].

В кристаллах  $p$ -типа ( $x=0.25$ ) с низкой степенью компенсации экспериментальная зависимость времени жизни от температуры совпадает с расчетной, если считать основными процессами рекомбинации излучательную и оже-процесс с участием двух тяжелых дырок и электрона и превращением тяжелой дырки в легкую (СННЛ процесс) [19]. В области собственной проводимости становится существенным ССНС процесс, в котором участвуют два электрона и тяжелая дырка. Рост времени жизни при температурах ниже 80 К (рис. 5) связан с вымораживанием дырок. Концентрация дырок определялась по температурной зависимости коэффициента Холла. При высокой степени компенсации образцов  $p$ -типа имеет место рекомбинация Шокли—Рида через акцепторы с энергией ионизации  $\sim 70$  и 20 мэВ.

Рекомбинация неравновесных носителей заряда в твердых растворах  $p$ -типа с более высоким содержанием теллурида кадмия ( $x > 0.2$ ) интенсивно изучалась методами переходной спектроскопии глубоких уровней [60—64, 69] и оптической модуляционной спектроскопии [65—68]. Метод емкостной (переходной) спектроскопии особенно информативен, поскольку позволяет получать сведения не только о концентрациях и уровнях энергии центров, но и об эффективных поперечных сечениях захвата дырок и электронов этими центрами [76]. Во всех образцах  $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с  $0.2 < x < 0.4$ , исследованных авторами работ [60—62], были обнаружены центры с глубоким уровнем, концентрация которых изменяется в пределах  $10^{14}\text{—}10^{16}$  см<sup>-3</sup>, а уровень энергии лежит вблизи середины запрещенной зоны, как и в материале  $n$ -типа состава  $x \approx 0.2$  [7]. Эффективные поперечные сечения захвата электронов и дырок на этот уровень в твердом растворе с  $x=0.21$  найдены равными  $2 \cdot 10^{-15}$  и  $3.1 \cdot 10^{-17}$  см<sup>2</sup> соответственно. Центры с уровнем энергии около  $E_g/2$  донорного типа являются общими для кристаллов  $p$ -КРТ с вакансиями ртути. Они играют важную роль в определении параметров и характеристик фотодиодов, изготовленных на основе материала с дырочной проводимостью [61, 62]. Дальнейшие исследования нелегированного материала  $p$ -типа с ртутными вакансиями показали, что в запрещенной зоне КРТ имеется два глубоких рекомбинационных уровня: один при  $0.4 E_g$  от валентной зоны (основной), другой около  $0.75 E_g$ , т. е. их энергетическое положение зависит от состава твердого раствора [63, 64]. Сечения захвата электронов и дырок на нижний уровень равны соответственно  $10^{-15}\text{—}10^{-16}$  и  $10^{-17}\text{—}10^{-18}$  см<sup>2</sup>, тогда как для верхнего уровня  $\sigma_n \approx 10^{-16}$  см<sup>2</sup>, значения  $\sigma_p$  лежат в интервале от  $10^{-17}$  до  $10^{-20}$  см<sup>2</sup>. На наличие двух глубоких уровней в запрещенной зоне указывают также результаты измерений спектров оптического поглощения за краем основной полосы, выполненных на нелегированных монокристаллах  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с  $x=0.20\text{—}0.305$  при низких температурах [77]. При исследовании времени жизни ННЗ в материале  $p$ -типа состава  $x=0.32$  методом оптической модуляционной спектроскопии было установлено, что при фиксированной температуре в области примесной проводимости  $\tau$  изменяется обратно пропорционально концентрации вакансий ртути [67, 68].

В нескольких работах изучались времена жизни и процессы рекомбинации носителей заряда в кристаллах КРТ  $p$ -типа различного состава, легированных акцепторными примесями. Авторы работ [73, 74] исследовали монокристаллы, имплантированные ионами серебра и меди и подвергнутые последующему диффузионному термическому отжигу. Температурные зависимости времени жизни ННЗ показали, что в образцах состава  $x \approx 0.22$ , легированных серебром, и в образцах  $x \approx 0.25$ , легированных медью, рекомбинация при температурах ниже 200 К осуществляется через центры с уровнями энергии, отстоящими



приблизительно на 60 и 40 мэВ от дна зоны проводимости соответственно. В более широкозонных твердых растворах, легированных медью, обнаружено два глубоких рекомбинационных уровня [64]; нижний является основным в определении температурной зависимости времени жизни, тогда как верхний подправляет зависимость  $\tau$  ( $T$ ). В работе [69] исследовались центры рекомбинации в широкозонных кристаллах КРТ ( $x=0.48$ ), легированных золотом до концентрации  $10^{16}-10^{18}$  см $^{-3}$ . В нижней половине запрещенной зоны в области энергий (0.25—0.5)  $E_g$  установлено наличие трех глубоких уровней с сечениями захвата для электронов  $10^{-15}-10^{-16}$  см $^2$  и для дырок  $10^{-17}-10^{-21}$  см $^2$ . Из данных, полученных в этой работе, следует, что захват неосновных электронов происходит при наличии кулоновского притяжения, тогда как захват основных дырок — в отталкивающем поле, т. е. указанные глубокие уровни принадлежат донорным центрам. Авторы работы [71] изучали время жизни носителей как в нелегированных кристаллах  $p$ -Cd $_x$ Hg $_{1-x}$ Te с  $0.2 < x < 0.3$ , так и в кристаллах, легированных серебром, сурьмой и мышьяком. Полученные данные, в частности по уровням энергии центров рекомбинации, приемлемо согласуются с результатами работ, рассмотренных выше [60, 62]. Как следует из температурных и концентрационных (при 77 К) зависимостей времени жизни, рекомбинация Шокли—Рида, а не междузонная ударная рекомбинация с участием легких дырок доминирует при низких температурах в исследованных кристаллах, выращенных методом Бриджмена. С другой стороны, в отдельных работах [70, 72] результаты по временам жизни носителей в  $p$ -Cd $_x$ Hg $_{1-x}$ Te с  $0.2 \leq x < 0.3$  в области низких температур объяснялись междузонными процессами — излучательной рекомбинацией и ударной рекомбинацией с переходами электронов между подзонами легких и тяжелых дырок. По-видимому, авторы этих работ исследовали твердые растворы с очень низкими концентрациями рекомбинационных центров. Гасанзаде с соавт. [75] изучали фотоэлектроманнитный (ФЭМ) эффект и фотопроводимость в кристаллах  $p$ -типа с  $x=0.20-0.22$  и концентрацией нескомпенсированных акцепторов  $(2 \div 5) \cdot 10^{15}$  см $^{-3}$ , полученных методом Бриджмена, при низких температурах. В интервале 77—100 К значения  $\tau$ , определенные из фотопроводимости и ФЭМ эффекта, совпадают и в разных образцах равны по порядку величины  $10^{-8}$  с. Однако при температурах ниже 30 К установлено различие в этих значениях, обусловленное захватом неосновных ННЗ (электронов) на уровни прилипания.

Неравновесные процессы в твердых растворах  $p$ -типа с большим содержанием теллурида кадмия ( $x \approx 0.5$ ) исследовались в работах [78, 79]. В первой из них изучалась кинетика неравновесной проводимости кристаллов состава  $x=0.46$  с концентрацией дырок  $2.4 \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$ , выращенных в условиях микрогравитации для уменьшения влияния конвекции. Время жизни, определенное по спаду импульса фототока, составило 0.5 мкс при температуре 80 К. Такое довольно большое значение  $\tau$  для данного материала связано, по мнению авторов, с отсутствием в нем сверхстехиометрического теллура, который обычно часто присутствует в кристаллах, выращенных в условиях обычной гравитации. Савицкий с соавт. [79] исследовали время жизни ННЗ в широкозонных эпитаксиальных слоях КРТ методом оптически модулированного поглощения и методом переключения  $p$ — $n$ -переходов и диодов Шоттки, а также по кинетике фотопроводимости. В слое состава  $x=0.52$  с концентрацией нескомпенсированных акцепторов  $8 \cdot 10^{15}$  см $^{-3}$  расчетные значения времени жизни, обусловленного междузонной излучательной рекомбинацией, превышают экспериментальные значения во всем интервале температур исследования 77—300 К. Рекомбинация ННЗ в этом материале происходит на центрах Шокли—Рида с уровнем энергии 0.18 эВ. По предположению авторов, эти центры могут быть связаны с вакансиями ртути, однако не исключаются и неконтролируемые примеси.

На опыте наблюдается некоторый разброс в положениях уровней энергии рекомбинационных центров в различных однотипных кристаллах. Одной из причин его может быть недостаточно однородное распределение состава по объему. Теоретическим расчетом показано [80], что микроскопические флуктуации состава твердого раствора могут вызывать заметное уширение глубоких уровней в Cd $_x$ Hg $_{1-x}$ Te. Относительно природы глубоких уровней высказаны следующие предположения [81]. Уровни при  $0.4 E_g$  и  $0.7 E_g$  донорного типа

( $\sigma_n > \sigma_p$ ) в нелегированном материале являются, по-видимому, разными состояниями одних центров. В качестве этих центров могут выступать междоузельные атомы ртути, примеси кремния, углерода или хлора на месте ртути, а также антиструктурные атомы теллура. Концентрации центров обычно составляют 0.01—1 от концентраций вакансий ртути в различных образцах. Донорные уровни 50 и 150 мэВ над валентной зоной в кристаллах, легированных медью, предположительно обусловлены ее атомами на местах теллура или комплексами Cu с донорами. Серия глубоких донорных уровней в материале, легированном золотом, может быть приписана сложным комплексам, связанным с Au. Наблюдаемый в материале с As (наряду с уровнями, присущими нелегированному материалу) уровень вблизи середины запрещенной зоны акцепторного типа ( $\sigma_p > \sigma_n$ ) считается связанным с комплексами мышьяка.

2.3. *Механизмы захвата носителей центрами.* Предпринимались попытки раскрыть механизмы рекомбинации электронов и дырок на глубоких уровнях в твердых растворах КРТ, т. е. установить механизмы отвода энергии при захвате центрами неравновесных носителей заряда. В работе [82] предложена модель рекомбинации на центрах в КРТ (а также в антимоноиде индия), в которой предполагается, что захват электронов и дырок происходит с участием трех частиц, т. е. является примесным ударным процессом. При этом для центров с глубокими уровнями использовано водородоподобное приближение, в котором введено эффективное главное квантовое число, рассматриваемое как подгоночный параметр. Из сравнения результатов расчетов с экспериментальными данными для материала КРТ с  $x \approx 0.2$  сделан вывод о том, что рассмотренный механизм может объяснять времена жизни носителей только при низких уровнях освещения, в противном случае основным процессом будет междоузельная ударная рекомбинация. Автор [83] теоретически оценил скорости излучательного, ударного и теплового (многофононного) захватов электронов на глубокие уровни с использованием модели короткодействующего потенциала центров в узкозонных твердых растворах КРТ. Эффективные поперечные сечения излучательного и ударного захватов на уровень вблизи  $E_g/2$  в материале состава  $x=0.22$  оказались равными соответственно  $10^{-19}$ — $10^{-20}$  и  $10^{-32}$   $n$  см<sup>2</sup> ( $n$  — концентрация электронов в см<sup>-3</sup>) при  $T=100$  К. Поперечное сечение захвата электрона с эмиссией оптических фононов в данном случае составляет  $\approx 10^{-15}$  см<sup>2</sup> при 100 К и возрастает с температурой (примерно вчетверо при 300 К); отметим, что расчеты значения сечения теплового захвата приемлемо согласуются с экспериментальными значениями для этого уровня [60, 63]. Таким образом, тепловой механизм захвата является основным, за исключением области высоких концентраций электронов ( $n \geq 10^{17}$  см<sup>-3</sup>), где преобладают ударные переходы. Магнитофононный резонансный захват носителей глубокими центрами с испусканием нескольких продольных оптических фононов наблюдался в  $n$ -Cd <sub>$x$</sub> Hg <sub>$1-x$</sub> Te с  $x \approx 0.2$  авторами работы [84], которые изучали зависимости второй производной магнетосопротивления по магнитному полю от его величины при гелиевых температурах.

### 3. Влияние поверхности, неоднородностей, электрического поля и деформации

Рекомбинация ННЗ на поверхности наряду с объемной может играть важную роль в определении фотоэлектрических свойств материала КРТ (особенно тонких образцов), а также параметров и характеристик приборов на его основе. Скорость этого процесса сильно зависит от способов обработки поверхности, т. е. плотностей и свойств образующихся рекомбинационных центров, а также от концентрации носителей заряда в приповерхностной области кристалла и от температуры. Механическая шлифовка и полировка приводят к высоким значениям скорости поверхностной рекомбинации,  $S=10^5$ — $10^7$  см/с, тогда как применение химических травителей дает значения  $S=10^3$ — $10^4$  см/с [85, 86]. На хорошо очищенных или пассивированных (например, с помощью покрытий ZnS) поверхностях КРТ  $n$ -типа получены значения скорости поверхностной рекомбинации порядка  $10^2$  см/с [8, 71]. В диапазоне температур 77—300 К изменения  $S$  на пассивированных ZnS поверхностях носят немонотонный характер;

для материала с  $x = 0.3$   $n$ -типа ее значения лежат в интервале  $1 \cdot 10^2 - 5 \cdot 10^2$  см/с, а для материала  $p$ -типа — в интервале  $5 \cdot 10^2 - 1 \cdot 10^4$  см/с [71]. В [87] изучалось влияние адсорбции атомов золота и серебра на поверхности кристаллов КРТ с  $x = 0.2$  на их фоточувствительность. Наименьшая скорость поверхностной рекомбинации получена на электрополированных поверхностях. При введении атомов золота  $S$  возрастает более чем на порядок величины, а при последующем введении серебра несколько уменьшается. Установлено, что амплитуда длинноволнового максимума чувствительности увеличивается при адсорбции этих примесей. Соотношение объемной и поверхностной рекомбинаций в кристаллах  $Cd_{0.2}Hg_{0.8}Te$   $n$ - и  $p$ -типа теоретически и экспериментально исследовалось в работе [88]. В расчетах температурной зависимости чувствительности учитывались междузонные ударный и излучательный процессы, рекомбинация Шокли—Рида на центрах с уровнем вблизи  $E_g/2$  и поверхностная рекомбинация, скорость которой варьировалась в пределах  $10^2 - 10^6$  см/с. Экспериментальные данные по чувствительности согласуются с результатами расчетов при  $S = 10^8 - 10^4$  см/с; такие же величины были получены из независимых спектральных измерений. Авторы работ [89, 90] теоретически рассмотрели влияние поверхностной рекомбинации на коэффициент фотоэлектрического усиления в фоторезисторах из материала  $n$ - $Cd_{0.5}Hg_{0.5}Te$  с реальными параметрами ( $\tau \sim 10^{-6}$  с,  $\mu_p = 300 - 400$  см<sup>2</sup>/В·с при 77 К). Было показано, что в режиме значительных электрических смещений на образце (т. е. в режиме вытягивания неравновесных носителей заряда) изменение скорости поверхностной рекомбинации ( $S = 10^2 - 10^6$  см/с [89]) гораздо меньше сказывается на величине коэффициента фотоусиления, чем в области слабых электрических полей.

Неоднородное распределение состава и центров с мелкими и глубокими уровнями по объему кристаллов КРТ может существенно влиять на их фотоэлектрические свойства. Любченко и Сальков [91] исследовали влияние флуктуаций состава КРТ на время жизни носителей. Они предположили, что в кристаллах имеются области с повышенным содержанием ртути, т. е. области с повышенной скоростью рекомбинации (ОПСР), обусловленной усилением междузонного ударного процесса из-за уменьшения  $E_g$ . Кроме того, возникает встроенное квазиэлектрическое поле, группирующее неравновесные носители заряда в окрестности ОПСР. Границу раздела матрицы кристалла с ОПСР можно рассматривать как внутреннюю поверхность с определенной скоростью рекомбинации, отличной от обычной скорости  $S$  поверхностной рекомбинации. Влияние ОПСР на фоточувствительность сильнее проявляется в кристаллах с высокой степенью компенсации, поскольку в данном случае не будет сглаживаться зависимость времени жизни от состава. Эта модель получила развитие в работах [92, 93], где были проведены расчеты эффективного времени жизни в неоднородном КРТ  $n$ - и  $p$ -типа со сферическими включениями, зависящего от плотности и параметров включений и параметров матрицы кристалла. Оказалось, что материал  $p$ -типа более чувствителен к наличию включений, чем  $n$ -материал, вследствие большого различия коэффициентов диффузии ННЗ. Коагуляция включений (например, в результате отжига) должна приводить к увеличению эффективного времени жизни. Подобные же явления должны наблюдаться при неоднородном распределении примесей и дефектов, приводящем к образованию областей с повышенной концентрацией носителей заряда и низкими значениями  $\tau$ . Авторы [94], измерявшие время жизни носителей в  $n$ - $Cd_{0.2}Hg_{0.8}Te$  с  $0.24 < x < 0.35$  в интервале 90—330 К, а также пространственное распределение  $\tau$  путем сканирования светового пятна по поверхности образца при температурах 90 и 330 К, высказали мнение, что наблюдаемые изменения этой величины от точки к точке обусловлены неоднородным распределением доноров или центров рекомбинации по объему материала. Явления переноса ННЗ в кристаллах КРТ переменного состава (т. е. с переменной  $E_g$ ) теоретически и экспериментально изучались в работе [95], где дан анализ амбиполярного движения носителей с учетом градиентов ширины запрещенной зоны, времени жизни, эффективных масс и уровня легирования и проведены измерения ФЭМ эффекта и фотопроводимости в зависимости от длины волны излучения, магнитного поля и температуры. Анализ экспериментальных результатов показал, что исследованные структуры с переменной  $E_g$  можно рассматривать как псевдооднородные;

при изменении содержания теллурида кадмия от 10 до 24 % в таких структурах время жизни ННЗ возрастает от  $\sim 5 \cdot 10^{-11}$  до  $\sim 3 \cdot 10^{-8}$  с при температуре жидкого азота (рис. 6).

Эффект вытягивания неосновных носителей заряда приводит к изменению фотоэлектрических параметров материала. При достаточно высоких электрических полях эффективное время жизни фотогенерированных дырок в образце *n*-типа уменьшается и определяется временем их пролета к отрицательному контакту. Так, авторы [96] установили, что в КРТ с  $E_g = 0.09$  эВ при 77 К время фотоотклика уменьшается примерно на порядок величины (от  $10^{-8}$  до  $10^{-7}$  с) при увеличении напряжения на образце от 0.06 до 0.8 В. Наряду с этим фототок и генерационно-рекомбинационный шумовой ток насыщаются с ростом напряженности поля, а отношение сигнала к шуму возрастает. Аналогичные явления наблюдались в материале с  $E_g = 0.26$  эВ и концентрацией некомпенсированных доноров  $3 \cdot 10^{15}$  см $^{-3}$  при температуре 150 К [97]. Обнаружено увеличение отношения сигнала к шуму примерно в 2 раза по сравнению со значением в области слабых полей. Эффект вытягивания неосновных носителей изучался также в кристаллах состава  $x=0.3$  *n*- и *p*-типа при температуре жидкого азота [98, 99]. Уайт [100] теоретически рассмотрел явления вытягивания неосновных носителей в структурах с  $n^+ - n$ - и  $p^+ - p$ -контактами на основе узкозонных полупроводников. Он установил критерий применимости их аналитического описания, позволяющий оценивать подходящие плотности тока смещения и размеры об-

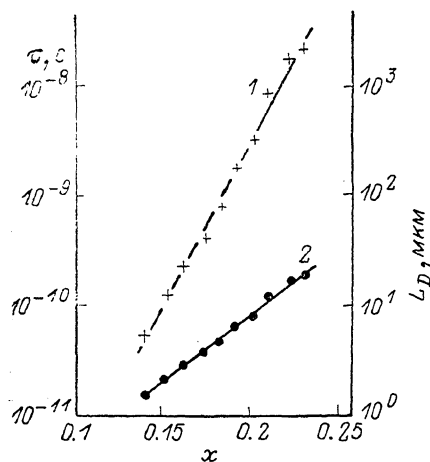


Рис. 6. Зависимость времени жизни  $\tau$  (1) и длины диффузии  $L_D$  (2) неосновных неравновесных носителей заряда от состава в кристалле  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с переменной шириной запрещенной зоны при температуре жидкого азота [95].

разцов, что весьма важно для анализа работы приемников излучения, в частности, на основе узкозонных твердых растворов КРТ.

В нескольких работах исследовалось влияние деформации кристаллов КРТ на их фотоэлектрические и рекомбинационные свойства. Авторы [101] провели измерения фотопроводимости при комнатной температуре на образцах состава  $x=0.24$ , подвергнутых одноосному сжатию, и обнаружили, что при увеличении деформации фотоотклик сначала плавно возрастает, достигает максимального значения, а затем резко уменьшается, причем величина давления  $P_m$ , при котором сигнал становится наибольшим, зависит от кристаллографической ориентации образца. Например, при сжатии в направлении  $\langle 221 \rangle$  фотоотклик уменьшается на порядок величины по сравнению с максимальным при давлениях  $P \geq 2P_m$ . Возрастание чувствительности при  $P < P_m$  обусловлено ослаблением междузонных процессов из-за увеличения  $E_g$  с давлением (согласно оценкам,  $\partial E_g / \partial P = 10.8 - 11.4$  мкэВ/бар), а ее резкий спад при  $P > P_m$  — преобладающим влиянием вводимых центров рекомбинации. Как показали исследования электрических и фотоэлектрических свойств кристаллов *n*-КРТ с  $x=0.19-0.21$  в условиях одноосной деформации при температурах 77—300 К [102], вводимые дислокации и дефекты имеют донорную природу и эффективно участвуют в рекомбинации ННЗ. Локальная поверхностная деформация кристаллов КРТ *n*-типа также приводит к снижению их фоточувствительности, коротковолновому смещению максимума спектральной кривой фотопроводимости и повышению уровня шумов [103]. Эффективное время жизни, наблюдаемое на опыте, регулируется при этом полными скоростями рекомбинации в деформированных и недеформированных областях.

Электрические [104] и фотоэлектрические [105] характеристики МДП структур на основе КРТ с  $x=0.2-0.3$  существенно определяются процессами гене-

рации—рекомбинации носителей заряда через локальные центры с глубокими уровнями в запрещенной зоне. Авторы [108] исследовали времена жизни ННЗ в МДП структурах, полученных анодным окислением монокристаллов  $n\text{-Cd}_{0,3}\text{Hg}_{0,7}\text{Te}$  с концентрацией нескомпенсированных доноров  $10^{15}\text{ см}^{-3}$  и плотностью дислокаций  $4 \cdot 10^4\text{—}1 \cdot 10^7\text{ см}^{-2}$ . В области вблизи границы раздела окисел—кристалл  $\tau$  практически постоянно при плотности дислокаций  $N_D < 10^5\text{ см}^{-2}$  и составляет 3—4 мкс; при более высоких плотностях время жизни изменяется примерно обратно пропорционально  $N_D$  и уменьшается до 0.1 мкс при  $N_D = 10^7\text{ см}^{-2}$ .

#### 4. Рекомбинация носителей заряда в приемниках излучения

Процессы рекомбинации ННЗ коренным образом влияют на параметры и характеристики приемников излучения. Количественное сравнение предельных параметров фоторезисторов и фотодиодов из КРТ с  $E_g = 0.1\text{ эВ}$  провели Кинч и Борелло [107], основываясь на том факте, что время жизни ННЗ в наиболее чистых некомпенсированных кристаллах  $n$ -типа определяется междузонной ударной рекомбинацией. Результаты анализа показали, что при температурах выше 70 К фоторезисторы должны иметь более высокую обнаружительную способность, чем фотодиоды. Однако при более низких температурах эта величина неизбежно стремится к пределу, обусловленному эффектом вытягивания неосновных носителей заряда. Поскольку аналогичного ограничения у фотодиодов нет, последние обладают большей обнаружительной способностью в области низких температур. В данной работе подробно обсуждены зависимости параметров фоторезисторов от степени чистоты исходного материала, величины скорости поверхностной рекомбинации, размеров чувствительного элемента и напряжения смещения, а также зависимости параметров фотодиодов от генерационно-рекомбинационных токов в переходной области и эффектов шунтирования, связанных с природой поверхностей КРТ. Другова и Осипов [108] провели анализ обнаружительной способности  $D_s^*$  и температуры ограничения фоновой генерацией  $T_B$  для фоторезисторов из КРТ состава  $x \approx 0.2$  при различных механизмах рекомбинации и шумов. Расчеты  $D_s^*$  были выполнены при  $n = 10^{14}\text{—}10^{16}\text{ см}^{-3}$ ,  $T = 50\text{—}150\text{ К}$  с учетом междузонных излучательного и ударного процессов, уровня Шокли—Рида 55 мэВ над валентной зоной, а также уровней, которые могут находиться в зоне проводимости (т. е. являются резонансными), а могут и располагаться ниже ее дна (т. е. являются уровнями прилипания для основных электронов). Когда материал содержит мало дефектов и доминируют междузонные процессы,  $T_B$  может достигать 120—140 К при частотах  $f \gg 10^3\text{ Гц}$  (преобладание шума  $1/f$  в области низких частот приводит к уменьшению  $T_B$ ); если же основной является рекомбинация Шокли—Рида, то температура  $T_B$  понижается. Еще сильнее может снижать значения  $D_s^*$  и  $T_B$  наличие резонансных уровней (или уровней прилипания); условия реализации режима ограничения фоновой генерацией при этом ухудшаются и  $T_B$  может оказаться ниже 77 К. Влияние поверхностной рекомбинации (а также отражения излучения от передней и задней поверхностей чувствительного элемента) на спектральную зависимость квантовой эффективности фоторезисторов из  $n$ -КРТ и  $x = 0.215$  детально исследовал Джурич [109]. Результаты его расчетов особенно полезны для анализа работы фоторезисторов при температурах, которые обеспечиваются термоэлектрическими охладителями. Интересную возможность увеличения вольтовой чувствительности фоторезисторов на основе КРТ теоретически рассмотрели и экспериментально реализовали Смит с соавт. [110]. Они предложили конструкцию приемника, в котором между металлическим контактом и чувствительной площадкой помещается слой материала с большей шириной запрещенной зоны, существенно подавляющий эффект вытягивания фотоносителей электрическим полем. На таких структурах с гетеропереходным контактом, полученных методом жидкофазной эпитаксии, достигнута вольтовая чувствительность  $1.5 \cdot 10^6\text{ В/Вт}$  ( $T = 80\text{ К}$ ) при больших напряжениях смещения, тогда как у приемников обычной конструкции эта величина составляла  $7 \times 10^3\text{ В/Вт}$ . Расчеты основных параметров неохлаждаемых фоторезисторов на

основе КРТ с  $x=0.16$  и  $0.30$  и неохлаждаемых фотоэлектромагнитных приемников на основе КРТ структур с плавно меняющимся составом проведены соответственно в работах [111] и [112] при учете ударных ( $e-e-h$ ,  $h-h-l$ ) и излучательного процессов рекомбинации.

**Заключение.** В твердых растворах  $Cd_xHg_{1-x}Te$  с большим содержанием теллурида ртути важную роль играют междузонные рекомбинационные процессы: тепловой, плазменный и ударный при составах, близких к переходу полуметалл—полупроводник ( $E_g \sim 10^{-2}$  эВ), ударный при составах с большими  $E_g$ , примерно до  $x \sim 0.25$ , ударный и излучательный при  $x \approx 0.3$  и излучательный при  $x > 0.3$ . Наиболее исследованы монокристаллы и эпитаксиальные слои с  $x=0.2-0.3$ , поскольку они находят широкое применение в качестве фоточувствительного материала для приемников инфракрасного излучения. В таком материале в области собственной проводимости доминирует междузонная рекомбинация. Она же определяет наблюдаемые времена жизни в чистых некомпенсированных или слабо компенсированных кристаллах и в области примесной проводимости. Однако в компенсированном материале  $n$ -типа и материале  $p$ -типа рекомбинация ННЗ при низких температурах происходит, как правило, при участии центров с глубокими уровнями в запрещенной зоне. В качестве центров рекомбинации могут выступать собственные дефекты решетки, посторонние химические примеси и комплексы примесей с дефектами. В твердых растворах с достаточно большим содержанием теллурида кадмия ( $x \sim 0.5$ ) рекомбинация на центрах является основным процессом в широком интервале температур, включая комнатную. Рекомбинация на поверхности, неоднородности различного рода, деформации, электрическое и магнитное поля также могут существенным образом влиять на фотоэлектрические свойства материала КРТ, параметры и характеристики приборов на его основе.

#### Список литературы

- [1] Рывкин С. М. Рекомбинация в полупроводниках. // Полупроводники в науке и технике. 1958. Т. 2. Гл. 22. С. 463—515.
- [2] Блекмор Дж. Статистика электронов в полупроводниках. М., 1964. 392 с.
- [3] Hall R. N. // Proc. IEEE. 1959. V. B106 (Suppl.). N 17. P. 923—931.
- [4] Вавилов В. С. // УФН. 1959. Т. 68. В. 2. С. 247—260. Bonch-Bruевич V. L., Landsberg E. G. // Phys. St. Sol. 1968. V. 29. N 1. P. 9—28. Landsberg P. T., Adams M. T. // J. Luminesc. 1973. V. 7. N 1. P. 3—34. Nimtz G. // Phys. Rep. 1980. V. 63. N 5. P. 265—300.
- [5] Ayache J. C., Marfaing Y. // Compt. Rend. Acad. Sci. 1967. V. 265. N 9. P. 568—570.
- [6] Барышев Н. С. // Автореф. докт. дис. Л., 1972.
- [7] Вдовкина Е. Е., Барышев Н. С., Волкова Ф. П., Черкасов А. П., Щетинин М. П., Аверьянов И. С. // Изв. АН СССР. Неорг. матер. 1973. Т. 9. В. 1. С. 130—134.
- [8] Kinch M. A., Brau M. J., Simmons A. // J. Appl. Phys. 1973. V. 44. N 4. P. 1649—1663.
- [9] Nimtz G., Müller K. // Phys. St. Sol. (a). 1974. V. 22. N 2. P. K215—K217.
- [10] Любченко А. В., Прокопчук Л. Ф., Сальков Е. А. // УФЖ. 1975. Т. 20. В. 7. С. 1094—1098.
- [11] Вдовкина Е. Е., Барышев Н. С., Щетинин М. П., Черкасов А. П., Аверьянов И. С. // ФТП. 1976. Т. 10. В. 1. С. 183—184.
- [12] Petersen P. E. // J. Appl. Phys. 1970. V. 41. N 8. P. 3465—3467.
- [13] Gerhardt R. R., Dornhaus R., Nimtz G. // Sol. St. Electron. 1978. V. 21. N 11/12. P. 1467—1470.
- [14] Гельмонт Б. Л. // ЖЭТФ. 1978. Т. 75. В. 8. С. 536—544.
- [15] Гельмонт Б. Л. // ФТП. 1980. Т. 14. В. 10. С. 1913—1917.
- [16] Casselman T. N. // Lect. Not. Phys. 1982. V. 152. P. 147—151.
- [17] Beattie A. R., Smith G. // Phys. St. Sol. 1967. V. 19. N 2. P. 577—586.
- [18] Гельмонт Б. Л. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 7. С. 1316—1319.
- [19] Баженов Н. Л., Иванов-Омский В. И., Константинова Н. Н., Огородников В. К. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 12. С. 2202—2204.
- [20] Casselman T. N., Petersen P. E. // Sol. St. Commun. 1980. V. 33. N 6. P. 615—619. 1981. V. 52. N 2. P. 848—854.
- [21] Dornhaus R., Müller K.-H., Nimtz G., Schifferdecker N., Tyssen E. // Proc. 13 Int. Conf. Phys. Semicond. Rome, 1976. P. 475—478.
- [22] Dornhaus R., Müller K.-H., Nimtz G., Schifferdecker N. // Phys. Rev. Lett. 1976. V. 37. N 11. P. 710—713.
- [23] Gerhardt R. R. // Sol. St. Commun. 1977. V. 23. N 2. P. 137—140.
- [24] Рубо Ю. Г., Шека В. И., Шепельский Г. А. // Тез. докл. X Всес. конф. по физике полупроводников. Минск, 1985. Ч. 3. С. 145—146.
- [25] Beattie A. R. // Semicond. Sci. Techn. 1987. V. 2. N 5. P. 281—287.
- [26] Takeshima M. // J. Appl. Phys. 1973. V. 44. N 10. P. 4717—4722.
- [27] Anderson W. W. // Infr. Phys. 1980. V. 20. N 6. P. 363—372.

- [28] Зенченко В. П. // Оптические и кинетические эффекты в неравновесных электронных и электрон-колебательных системах. Кишинев, 1986. С. 79—83.
- [29] Бонч-Бруевич В. Л. // ФТП. 1963. Т. 5. В. 9. С. 2714—2717.
- [30] Гельмонт Б. Л., Иванов-Омский В. И., Константинова Н. Н., Машовед Д. В., Парфеньев Р. В., Ясиевич И. Н. // ЖЭТФ. 1976. Т. 71. В. 4 (10). С. 1572—1582.
- [31] Dornhaus R., Nimitz G. // Sol. St. Electron. 1978. V. 21. N 11/12. P. 1471—1474. Dornhaus R., Nimitz G. // Sol. St. Commun. 1978. V. 27. N 5. P. 575—578.
- [32] Барышев Н. С. // ФТП. 1975. Т. 9. В. 10. С. 2023—2024.
- [33] Барышев Н. С. // Матер. IV Всес. симп. по полупроводникам с узкой запрещенной зоной и полуметаллам. Львов, 1975. Ч. V. С. 7—9.
- [34] Wolff P. A., Verie C., Yuen S. Y., Weiler M. E., Ram-Mohan L. R. // Lect. Not. Phys. 1982. V. 152. P. 135—146.
- [35] Elci A. // Phys. Rev. 1977. V. B16. N 12. P. 5443—5451.
- [36] Pines M. Y., Stafuss O. M., Bratt P. V. // Infr. Phys. 1979. V. 19. N 6. P. 633—638.
- [37] Гельмонт Б. Л., Баженов Н. Л., Иванов-Омский В. И., Малькова А. А., Огородников В. К. // Матер. V Всес. симп. по полупроводникам с узкой запрещенной зоной и полуметаллам. Львов, 1980. Ч. I. С. 105—107.
- [38] Андрухив М. Г., Баженов Н. Л., Елизаров А. И., Курбанов К. Р., Огородников В. К. // Матер. V Всес. симп. по полупроводникам с узкой запрещенной зоной и полуметаллам. Львов, 1980. Ч. I. С. 114—116.
- [39] Власенко А. И., Любченко А. В., Сальков Е. А. // Матер. V Всес. симп. по полупроводникам с узкой запрещенной зоной и полуметаллам. Львов, 1980. Ч. I. С. 120—122.
- [40] Власенко А. И., Любченко А. В., Сальков Е. А. // УФЖ. 1980. Т. 25. В. 3. С. 434—441.
- [41] Баженов Н. Л., Гельмонт Б. Л., Иванов-Омский В. И., Малькова А. А., Огородников В. К., Тотиева Т. Ц. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 1. С. 109—112.
- [42] Pratt R. G., Hewett J., Carper P., Jones C. L., Judd N. // J. Appl. Phys. 1986. V. 60. N 7. P. 2377—2385.
- [43] Sharma R., Van Vliet K. // Phys. St. Sol. (a). 1970. V. 1. N 4. P. 765—770.
- [44] Курбатов Л. Н., Рагимова Т. Ш., Сороко-Новицкий Н. В., Ботнев С. А., Бритов А. Д., Караваев С. М., Поповян Г. Э. // Матер. IV Всес. симп. по полупроводникам с узкой запрещенной зоной и полуметаллам. Львов, 1975. Ч. V. С. 3—5.
- [45] Reynolds R. A., Roberts C. G., Chapman R. A., Bebb H. B. // Proc. Third Int. Conf. on Photoconductivity. Abstracts: Sol. St. Commun. 1969. V. 7. N 11. P. 869.
- [46] Барышев Н. С., Вдовкина Е. Е., Фадеева А. П. // Матер. VI Всес. симп. по полупроводникам с узкой запрещенной зоной и полуметаллам. Львов. 1983. С. 140—141.
- [47] Огородников В. К., Тотиева Т. Ц. // Матер. V Всес. симп. по полупроводникам с узкой запрещенной зоной и полуметаллам. Львов, 1980. Ч. I. С. 126.
- [48] Pratt R. G., Hewett J., Carper P., Jones C. L., Quelch M. J. // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. N 9. P. 5152—5157.
- [49] Calas J., Allegre J., Fau C. // Phys. St. Sol. (b). 1981. V. 107. N 1. P. 275—282.
- [50] Иванов-Омский В. И., Огородников В. К., Тотиева Т. Ц. // ФТП. 1980. Т. 14. В. 4. С. 699—702.
- [51] Вдовкина Е. Е., Барышев Н. С. // Матер. VII Всес. симп. по полупроводникам с узкой запрещенной зоной и полуметаллам. Львов, 1986. Ч. I. С. 51—53.
- [52] Seiler D. G., McClure S. W., Justice R. J., Loloee M. R., Nelson D. A. // J. Vac. Sci. Techn. 1986. V. A4. N 4. P. 2034—2039.
- [53] Писаревский В. К., Савицкий В. Г. // Матер. V Всес. симп. по полупроводникам с узкой запрещенной зоной и полуметаллам. Львов, 1980. Ч. II. С. 143—144.
- [54] Войцеховский А. В., Лиленко Ю. В., Лимаренко Л. Н., Лопатинская Е. П. // Матер. V Всес. симп. по полупроводникам с узкой запрещенной зоной и полуметаллам. Львов, 1980. Ч. I. С. 111—113.
- [55] Войцеховский А. В., Лиленко Ю. В., Коханенко А. П. // Матер. V Всес. симп. по полупроводникам с узкой запрещенной зоной и полуметаллам. Львов, 1980. Ч. I. С. 123—125.
- [56] Войцеховский А. В., Коханенко А. П., Лиленко Ю. В., Петров А. С. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 4. С. 676—681.
- [57] Войцеховский А. В., Коханенко А. П., Лиленко Ю. В., Петров А. С., Стафеев В. И. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 8. С. 1606—1608.
- [58] Войцеховский А. В., Лиленко Ю. В. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 8. С. 1457—1461.
- [59] Voitsekhevski A. V., Lilenko Yu. V. // Phys. St. Sol. (a). 1981. V. 67. N 2. P. 381—386.
- [60] Polla D. L., Jones C. E. // J. Appl. Phys. 1981. V. 52. N 8. P. 5118—5131.
- [61] Polla D. L., Reine M. B., Jones C. E. // J. Appl. Phys. 1981. V. 52. N 8. P. 5132—5138.
- [62] Polla D. L., Tobin S. P., Reine M. B., Sood A. K. // J. Appl. Phys. 1981. V. 52. N 8. P. 5182—5194.
- [63] Jones C. E., Nair V., Polla D. L. // Appl. Phys. Lett. 1981. V. 39. N 3. P. 248—250.
- [64] Jones C. E., Nair V., Lindquist J., Polla D. L. // J. Vac. Sci. Techn. 1982. V. 21. N 1. P. 187—190.
- [65] Mroczkowski J. A., Shanley J. F., Reine M. B., LoVecchio P., Polla D. L. // Appl. Phys. Lett. 1981. V. 38. N 4. P. 261—263.
- [66] Polla D. L., Aggarwal R. L., Mroczkowski J. A., Shanley J. F., Reine M. B. // Appl. Phys. Lett. 1982. V. 40. N 4. P. 338—340.
- [67] Polla D. L., Aggarwal R. L., Mroczkowski J. A., Shanley J. F., Reine M. B. // Lect. Not. Phys. 1982. V. 152. P. 152—157.
- [68] Polla D. L., Aggarwal R. L., Nelson D. A., Shanley J. F., Reine M. B. // Appl. Phys. Lett. 1983. V. 43. N 10. P. 941—943.

- [69] Merilainen C. A., Jones C. E. // *J. Vac. Sci. Techn.* 1983. V. A1. N 3. P. 1637—1640.
- [70] Schachman S. E., Finkman E. // *J. Appl. Phys.* 1985. V. 57. N 6. P. 2001—2009.
- [71] Lacklison D. E., Capper P. // *Semicond. Sci. Techn.* 1987. V. 2. N. 1. P. 33—43.
- [72] Calas J., Allegre J. // *Phys. St. Sol. (b)*. 1982. V. 112. N 1. P. 179—186.
- [73] Барышев Н. С., Ибрагимова М. И., Хайбуллин И. Б. // *Матер. VII Всес. симп. по полупроводникам с узкой запрещенной зоной и полуметаллам*. Львов, 1986. Ч. I. С. 54—56.
- [74] Ибрагимова М. И., Ахмедова Ф. И., Барышев Н. С., Хайбуллин И. Б. // *Матер. Всес. семинара по проблеме «Физика и химия полупроводников»*. Павлодар, 1987. С. 78—81.
- [75] Гасан-заде С. Г., Прокопчук Л. Ф., Шепельский Г. А. // *ФТП*. 1984. Т. 18. В. 3. С. 563—565.
- [76] Polla D. L., Jones C. E. // *Sol. St. Commun.* 1980. V. 36. N 9. P. 809—812.
- [77] Несмелова И. М., Панасенко З. К., Барышев Н. С., Аверьянов И. С. // *ФТП*. 1985. Т. 19. В. 7. С. 1208—1210.
- [78] Курбатов Л. Н., Головин Б. И., Овчинников И. М., Сороко-Новицкий Н. В., Пономаренко В. П., Комаров Н. В. // *Матер. V Всес. симп. по полупроводникам с узкой запрещенной зоной и полуметаллам*. Львов, 1980. Ч. I. С. 8—10.
- [79] Савицкий В. Г., Писаревский В. К., Лозинская М. И. // *Матер. VII Всес. симп. по полупроводникам с узкой запрещенной зоной и полуметаллам*. Львов, 1986. Ч. I. С. 153—155.
- [80] Myles C. W., Ford W. C. // *J. Vac. Sci. Techn.* 1986. V. A4. N 4. P. 2195—2199.
- [81] Jones C. E., James K., Merz J., Braunstein R., Burd M., Eetemadi M., Hutton S., Drumheller J. // *J. Vac. Sci. Techn.* 1985. V. A3. N 1. P. 131—137.
- [82] Pines M. Y., Stafussd O. M. // *Infr. Phys.* 1980. V. 20. N 2. P. 73—91.
- [83] Барышев Н. С. // *ФТП*. 1986. Т. 20. В. 7. С. 1346.
- [84] Takita K., Ipposhi T., Masuda K. // *Sol. St. Commun.* 1987. V. 61. N 12. P. 817—820.
- [85] Петров В. М., Белов В. В., Шаляпина Л. М., Фигуровский Е. Н. // *Изв. АН СССР. Неорг. матер.* 1974. Т. 10. В. 3. С. 418—422.
- [86] Белый Н. Н., Барышев Н. С., Тарасова И. М., Панасенко З. К. // *ОМП*. 1978. В. 10. С. 13—14.
- [87] Мадас Е. П., Власенко А. И., Сальков Е. А., Снитко О. В., Любченко А. В. // *УФЖ*. 1981. Т. 26. В. 4. С. 670—671.
- [88] Белый Н. Н., Барышев Н. С., Мубаракшин Р. Г. // *Матер. V Всес. симп. по полупроводникам с узкой запрещенной зоной и полуметаллам*. Львов, 1980. Ч. II. С. 158—159.
- [89] Другова А. А., Дубицкий А. Л. // *ФТП*. 1981. Т. 15. В. 8. С. 1622—1625.
- [90] Неустроев Л. Н., Осипов В. В., Панащенко О. Н. // *Матер. VII Всес. симп. по полупроводникам с узкой запрещенной зоной и полуметаллам*. Львов, 1986. Ч. II. С. 3—5.
- [91] Любченко А. В., Сальков Е. А. // *УФЖ*. 1979. Т. 24. В. 5. С. 708—709.
- [92] Любченко А. В., Григорьев Н. Н., Вирт И. С. // *Матер. VII Всес. симп. по полупроводникам с узкой запрещенной зоной и полуметаллам*. Львов, 1986. Ч. I. С. 57—59.
- [93] Вирт И. С., Григорьев Н. Н., Любченко А. В. // *ФТП*. 1988. Т. 22. В. 3. С. 409—412.
- [94] Ling Zhonggeng, Lu Peide // *Chin. J. Semicond.* 1984. V. 5. N 2. P. 144—151.
- [95] Cohen-Solal G., Marfaing Y. // *Sol. St. Electron.* 1968. V. 11. N 12. P. 1131—1147.
- [96] Emmons S. P., Ashley K. L. // *Appl. Phys. Lett.* 1972. V. 20. N 4. P. 162—163.
- [97] Johnson M. // *J. Appl. Phys.* 1972. V. 43. N 7. P. 3090—3093.
- [98] Иванов-Омский В. И., Огородников В. К., Тотиева Т. Ц. // *ФТП*. 1980. Т. 14. В. 4. С. 699—702.
- [99] Салаев Э. Ю., Абдинов Д. Ш., Садигов Ф. И., Сеидли Г. С. // *Изв. АН СССР. Неорг. матер.* 1986. Т. 22. В. 2. С. 325—328.
- [100] White A. M. // *Infr. Phys.* 1985. V. 25. N 6. P. 729—741.
- [101] Щегинин М. П., Барышев Н. С. // *ФТП*. 1976. Т. 10. В. 9. С. 1789.
- [102] Гасан-заде С. Г., Сальков Е. А., Шепельский Г. А. // *ФТП*. 1983. Т. 17. В. 11. С. 1913—1917.
- [103] Вирт И. С., Дякин В. В., Любченко А. В., Коваль В. В., Цюцюра Д. И. // *УФЖ*. 1987. Т. 32. В. 5. С. 745—749.
- [104] Kinch M. A., Beck J. D., Zwirble W. T. // *Int. Electron. Dev. Meet. Washington — N. Y.*, 1980. P. 508—511.
- [105] Антонов В. В., Войцеховский А. В. // *Матер. VII Всес. симп. по полупроводникам с узкой запрещенной зоной и полуметаллам*. Львов, 1986. Ч. I. С. 60—62.
- [106] Yamamoto T., Miyamoto Y., Tanikawa K. // *J. Cryst. Growth.* 1985. V. 72. N 1/2. P. 270—274.
- [107] Kinch M. A., Borrello S. R. // *Infr. Phys.* 1975. V. 15. N 2. P. 111—124.
- [108] Другова А. А., Осипов В. В. // *ФТП*. 1981. Т. 15. В. 12. С. 2384—2391.
- [109] Djurić Z. // *Infr. Phys.* 1987. V. 27. N 6. P. 407—410.
- [110] Smith D. L., Arch D. K., Wood R. A., Scott M. W. // *Appl. Phys. Lett.* 1984. V. 45. N 1. P. 83—85.
- [111] Jozwikowski K., Piotrowski J. // *Infr. Phys.* 1985. V. 25. N 6. P. 723—727.
- [112] Genzow D., Jozwikowska A., Jozwikowski K., Niedziela T., Piotrowski J. // *Infr. Phys.* 1984. V. 24. N 1. P. 21—24.