

Температурные зависимости фотопроводимости кристаллов CdHgTe с фотоактивными включениями

© А.И. Власенко, З.К. Власенко

Институт физики полупроводников Национальной академии наук Украины,
252028 Киев, Украина

(Получена 27 мая 1998 г. Принята к печати 28 июля 1998 г.)

Исследованы температурные зависимости времени жизни и спектральных характеристик фотопроводимости кристаллов $Cd_xHg_{1-x}Te$ ($x = 0.2$) с фотоактивными включениями. Показано, что N -образный характер температурных зависимостей эффективного времени жизни в неоднородных кристаллах, в частности его резкая температурная активация в области перехода от примесной к собственной проводимости, определяется не шокли-ридовским механизмом, а межзонным ударным процессом с изменяющимися при увеличении температуры эффективными геометрическими размерами рекомбинационно активных областей. В рамках этой модели объясняется сглаживание немоного характера спектральных характеристик фотопроводимости в области фундаментального поглощения при нагревании. Приводятся расчеты, качественно совпадающие с экспериментальными данными.

Функциональные параметры полупроводниковых материалов весьма чувствительны к степени их структурного совершенства. В значительной мере это относится к полупроводниковым твердым растворам, характеризующимся развитой системой точечных и протяженных дефектов, в частности $Cd_xHg_{1-x}Te$ (КРТ). В [1–4] показано, что флуктуации состава, включения второй фазы, в частности Te , малоугловые границы понижают фоточувствительность, влияют на электрические свойства кристаллов [5–7]. Тем не менее ряд вопросов, связанных с особенностями фотопроводимости (ФП) неоднородных кристаллов КРТ, в частности ее температурных характеристик, требуют дополнительных экспериментальных исследований и теоретического анализа. Настоящая работа посвящена исследованию температурных зависимостей ФП таких кристаллов.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

В работе исследовались кристаллы КРТ с $x \approx 0.19 \div 0.21$ и концентрацией равновесных носителей $n_0 \approx 3 \cdot 10^{14} \div 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Концентрация и подвижность (μ_H) измерялись методом Холла в слабых магнитных полях. Спектральные зависимости ФП исследовались в стационарном режиме в диапазоне длин волн $\lambda = 2 \div 15 \text{ мкм}$. Эффективное время жизни неравновесных носителей заряда (ННЗ) τ_{eff} оценивалось по кривым релаксации ФП (по участкам с наибольшей парциальной амплитудой) при возбуждении импульсами CO_2 -лазера ($\lambda = 10.6 \text{ мкм}$) (в области температур, когда ширина запрещенной зоны $E_g < 0.117 \text{ эВ}$) и $GaAs$ -лазера ($\lambda = 0.9 \text{ мкм}$) (при температурах, когда кристалл просветляется и становится нечувствительным к излучению CO_2 -лазера; корректность отнесения измеряемых при этом τ_{eff} к объемным временам жизни обсуждалась в [8,9]). Измерения проводились в диапазоне температур $T = 77 \div 300 \text{ К}$. Содержание основных

компонент (Cd , Hg , Te) кристаллов и его отклонения от матричного контролировалось электронно-зондовым рентгеноспектральным микроанализом (Camebax), а также по длинноволновому максимуму спектральной характеристики ФП. Типичное распределение состава компонент по координате таких кристаллов приведено нами в [1,2]. Образцы для измерений изготавливались по традиционным методикам (см., например, [8]).

На рис. 1 приведены температурные зависимости $\tau_{\text{eff}}(T)$ для кристаллов ($x \approx 0.2$, $n_0 \approx 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) с узкозонными включениями; здесь же приведены расчет времени жизни $\tau(T)$ для межзонной ударной рекомбинации (штриховая линия) и экспериментальные данные для однородного кристалла 1А. Для большинства таких кристаллов характерны неэкспоненциальность или наличие нескольких экспонент, а в ряде случаев долговременных составляющих (до 500 мкс) в кривых релаксации ФП, существенное уменьшение значений τ_{eff} и отклонение их температурных и концентрационных зависимостей по сравнению с расчетными (для доминирующего в этих кристаллах межзонного ударного механизма рекомбинации), что может свидетельствовать о наличии в матрице эффективных рекомбинационных стоков, гетерирующих ННЗ из объема матрицы [1]. Для зависимостей $\tau_{\text{eff}}(T)$ с ростом T характерны уменьшение времени жизни в области примесной проводимости, его активация в переходной области и последующее резкое уменьшение в области собственной проводимости (кривые 1–4). В некоторых кристаллах в области примесной проводимости наблюдается только плавное уменьшение времени жизни (кривая 5). В области собственной проводимости часто наблюдается отклонение зависимости $\tau_{\text{eff}}(T)$ от теоретической для данного состава матрицы.

На рис. 2 приведены спектральные зависимости ФП образца 4 при нескольких фиксированных температурах в диапазоне $T = 77 \div 300 \text{ К}$. Отсутствие выраженного собственного максимума ФП и размы-

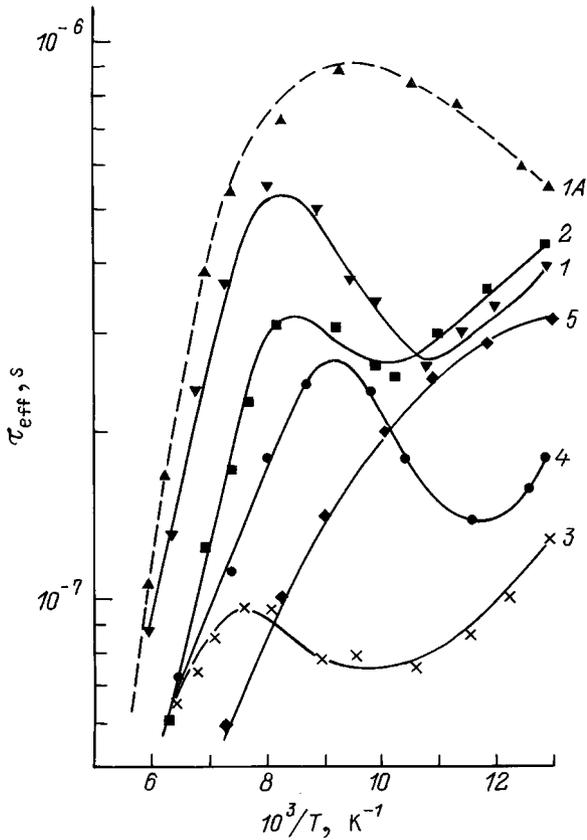


Рис. 1. Температурные зависимости эффективного времени жизни NVЗ τ_{eff} для кристаллов КРТ. 1А — однородный образец с $n_0 = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. 1–5 — образцы с узкозонными включениями; $n_0, 10^{15} \text{ см}^{-3}$: 1 — 0.8, 2 — 1.0, 3 — 1.2, 4 — 2.0, 5 — 1.4. Штриховая кривая — расчет $\tau_v(T)$ согласно (2) для межзонной ударной рекомбинации при $n_0 = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Номера кривых соответствуют номерам образцов.

тый длинноволновый край, как правило, характерны для кристаллов с узкозонными включениями, максимумы в области фундаментального поглощения при $\lambda = 3 \div 5 \text{ мкм}$ и резкое увеличение фоточувствительности при $\lambda < 2 \text{ мкм}$ обусловлены наличием в этом кристалле включений Те и обогащенных CdTe областей КРТ, что подтверждается данными рентгеноспектрального анализа.

На вставке к рис. 2 приведены для этого образца температурные зависимости сигнала ФП (U_c), измеренные в стационарном режиме при фиксированных длинах волн возбуждения. Отметим качественную корреляцию зависимостей $\tau_{eff}(T)$ (рис. 1, кривая 4) и $U_c(T) \sim \tau(T)\mu_H(T)$. Существенно сохранение характерных особенностей $U_c(T)$, а соответственно и $\tau(T)$ (с учетом почти линейной зависимости $\mu_H(T)$ при этих T [2]) при освещении в различных точках спектрального диапазона, а следовательно, для различных толщин фотоактивного слоя $b \approx 1/k + L_D$ (k — коэффициент поглощения). При $\lambda \approx 1.5 \text{ мкм}$ глубина генерации NVЗ

$k^{-1} \approx 1 \text{ мкм}$, при $\lambda = 5.3 \text{ мкм}$ $k^{-1} \approx 10 \text{ мкм}$, при $\lambda = 8 \text{ мкм}$ $k^{-1} \approx 30 \div 100 \text{ мкм}$ [11]. Учитывая, что длина диффузионного смещения $L_D = (D\tau)^{1/2}$ (D — коэффициент диффузии NVЗ) не превышает для этих кристаллов 10 мкм (заметим, что при поверхностном возбуждении ($\lambda = 1.5 \text{ мкм}$) эффективная длина диффузионного смещения $L_s < L_D$ [10]). Можно судить об одинаковом характере генерационно-рекомбинационных процессов, протекающих в различных слоях кристалла, небольшое отличие зависимости $U_c(T)$ для поверхностного возбуждения, $\lambda = 1.5 \text{ мкм}$, (вставка к рис. 3, кривая 3) от объемных (кривые 1, 2) может свидетельствовать о нескольких иных параметрах межзонной оже-рекомбинации в приповерхностной области образца [9,10].

Влияние включений на фоточувствительность кристалла определяется их концентрацией N_i , размерами r_c , а также темпами генерации ($G_{v,i}$) и рекомбинации ($\tau_{v,i}^{-1}$) NVЗ (индексы i и v относятся к включениям и матрице). Чем больше соотношение концентраций NVЗ во включениях и матрице $G_i\tau_i/G_v\tau_v$ отличается от единицы, тем больше включения будут влиять на фоточувствительность.

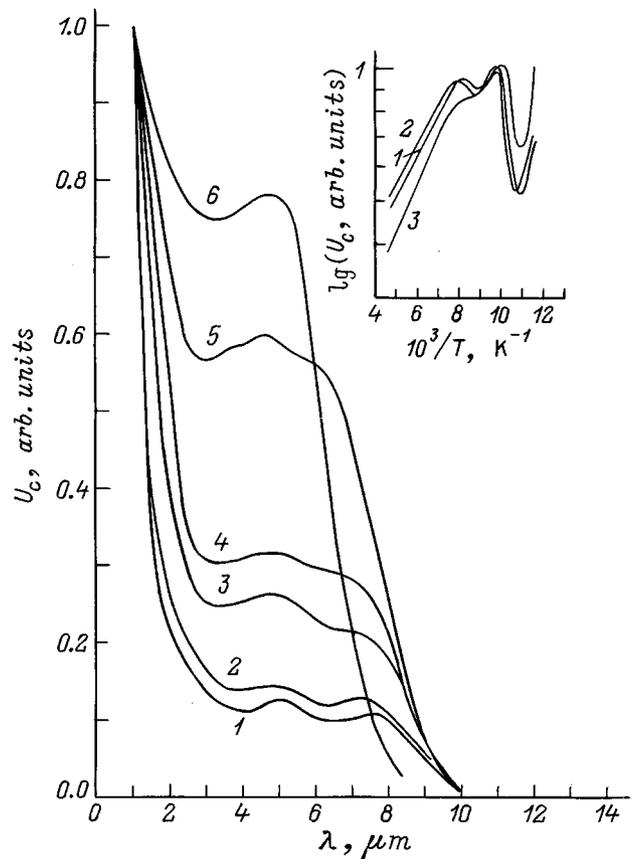


Рис. 2. Спектральные характеристики фотопроводимости образца 4 (см. рис. 1). Температура $T, \text{ К}$: 1 — 85, 2 — 100, 3 — 115, 4 — 130, 5 — 185, 6 — 300. На вставке — температурные зависимости фотопроводимости U_c для света с $\lambda, \text{ мкм}$: 1 — 8, 2 — 5.3, 3 — 1.5.

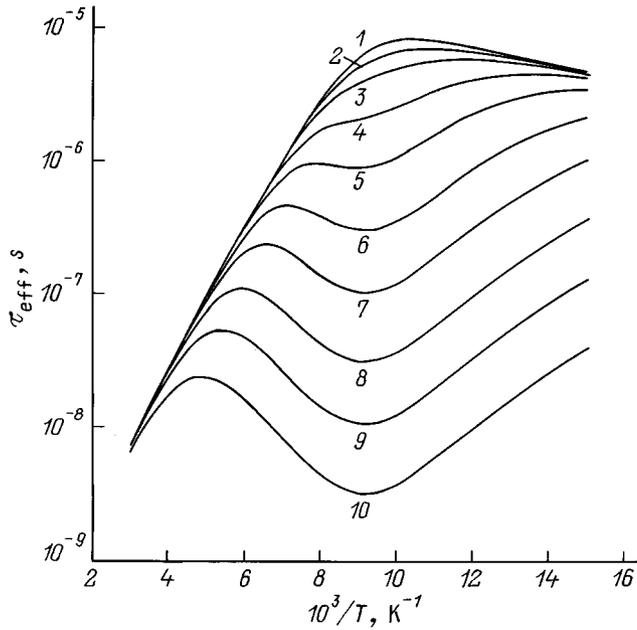


Рис. 3. Расчетные зависимости $\tau_{\text{eff}}(T)$ согласно (1) для кристаллов с рекомбинационно активными включениями. Расчетные параметры матрицы и включений: $x_v = 0.21$, $n_0 = 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $x_i = 0.16$, $r_c = 10^{-3} \text{ см}$, $N_i, \text{ см}^{-3}$: 1 — 0, 2 — 10^2 , 3 — $3 \cdot 10^2$, 4 — 10^3 , 5 — $3 \cdot 10^3$, 6 — 10^4 , 7 — $3 \cdot 10^4$, 8 — 10^5 , 9 — $3 \cdot 10^5$, 10 — 10^6 .

Для расчета влияния фотоактивных областей на величину τ_{eff} в кристалле используем сложение скоростей рекомбинации в матрице и включениях:

$$\tau_{\text{eff}} = \left[\sum_k V_{ik} N_{ik} (\tau_{ik}^{-1} - \tau_v^{-1}) - \tau_v^{-1} \right]^{-1}, \quad (1)$$

где V_i — объем включения (для сферических включений $V_{ik} = (4/3)\pi(r_{ck} + L_{\text{eff}})^3$), индекс k характеризует наборы включений с одинаковыми параметрами — r_{ck} , τ_{ik} , N_{ik} ; $L_{\text{eff}} \approx L_D$ при $r_c > L_D$, $L_{\text{eff}} = \sqrt{r_c L_D}$ при $r_c < L_D$ [3].

Дальнейший анализ зависимостей $\tau_{\text{eff}}(T)$ продолжим в приближении островковых сферических узкозонных включений с $\tau_i < \tau_v$. Отметим следующее обстоятельство. С точки зрения влияния на фоточувствительность в неоднородном кристалле время жизни τ_v играет двойную роль: с одной стороны, его увеличение повышает фоточувствительность материала матрицы, с другой — приводит к росту $L_D = \sqrt{D\tau_v}$ и соответственно эффективных геометрических размеров включений, а это для случая рекомбинационно активных включений действует в противоположном направлении — в сторону уменьшения фоточувствительности образца (1). При уменьшении τ_v , наоборот, фоточувствительность материала матрицы падает, но уменьшается и влияние на нее рекомбинационно активных включений, что в целом может приводить к "фоточувствлению" образца. В зависимостях $U_c(T)$ и $\tau_{\text{eff}}(T)$ в области примесной проводимости это приводит к особенностям, связанным

со спецификой зависимостей $\tau_v(T)$ для доминирующей в КРТ с $x = 0.2$ межзонной ударной рекомбинации, к которой следует в первую очередь отнести активацию τ_v с ростом T в области примесной проводимости, связанную с положительным температурным коэффициентом изменения $E_g \propto$ для $x \leq 0.5$ и, следовательно, уменьшением скорости оже-процесса при постоянном значении n_0 [8]. Выражение для τ_v в материале n -типа проводимости может быть записано следующим образом:

$$\tau_v = \frac{2\tau_{Ai}}{\nu_n^2 + 1}, \quad \nu_n = \frac{n_0}{n_i} > 1, \quad (2)$$

где τ_{Ai} — время жизни в собственном материале, n_i — собственная концентрация носителей, ν_n отражает уровень легирования материала.

В области примесной проводимости ($n_0 \approx \text{const}$) $\tau_v(T) \sim n_i^2 \tau_{Ai}$ при подстановке зависимостей $\tau_{Ai}(T)$ [8] и $n_i(T)$ [12] получим соответственно для τ_v и L_D :

$$\tau_v \sim T^{3/2} E_g^2 = T^{3/2} (E_{g0} + \alpha T)^2, \quad (3a)$$

$$L_D \sim [(kT/e)\mu_D \tau_v]^{1/2} \sim T^{5/4} (E_{g0} + \alpha T), \quad (3b)$$

где E_{g0} — значение E_g при $T \rightarrow 0$, μ_D — биполярная диффузионная подвижность.

Для материала n -типа проводимости отношение подвижностей электронов и дырок $b = \mu_n/\mu_p \gg 1$ (в КРТ с $x \approx 0.2$ $b \approx 100$) в области примесной и собственной проводимости $\mu_D = (1 + \nu_n^{-2})\mu_p$. Таким образом, температурная зависимость μ_D — слабая при $\nu_n \gg 1$ (область примесной проводимости), до $\nu_n = 1$ (область собственной проводимости) μ_D изменяется в пределах $(1 \div 2)\mu_p$ (по различным данным $\mu_p = 300 \div 1000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$).

Из (3) следует, что величина τ_v возрастает с ростом T по степенной зависимости $\tau \sim T^l$ ($l > 3/2$). При повышении температуры $\tau_v(T)$ для различных n_0 приближаются к зависимости $\tau_{Ai}(T)$, так как $\nu_n \rightarrow 1$ (2), при этом переход на кривую $\tau_{Ai}(T)$ будет смещаться с ростом n_0 в область высоких температур. Зависимость $L_D(T)$ — более слабая, однако с учетом того, что в кристалле с рекомбинационно активными включениями $\tau_{\text{eff}} \sim V_i^{-1} \sim (L_D)^{-3}$ (при $\tau_i \ll \tau_v$, см. (1)) для температурной зависимости фоточувствительности в кристаллах с большими концентрациями или размерами включений имеем

$$\begin{aligned} \tau_{\text{eff}}(T) &\sim \tau_v(T) T^{-5.25} (E_{g0} + \alpha T)^{-5} \\ &\sim T^{-3.75} (E_{g0} + \alpha T)^{-3}. \end{aligned} \quad (4)$$

Таким образом, на температурную зависимость $\tau_v(T)$ накладывается сильная температурная зависимость эффективных размеров включений и, несмотря на рост τ_v в этой области, τ_{eff} , а следовательно и чувствительность кристалла, может уменьшаться. Экспериментально это подтверждается ходом кривых $\tau_{\text{eff}}(T)$ и $U_c(T)$, приведенных на рис. 1, на вставке к рис. 2 (в температурном диапазоне $T = 77 \div 90 \text{ К}$). Подчеркнем, что τ_{eff} в (4)

рассчитывалось для $\tau_i \ll \tau_v$ и случая больших размеров включений ($r_c > L_D$). При $r_c < L_D$, как уже отмечалось, следует принимать во внимание размерный эффект для L_{eff} , с учетом которого температурная зависимость $\tau_{\text{eff}}(T) \sim T^{-3.4}(E_{g0} + \alpha T)^{-3.5}$. Для случаев другой геометрии включений (характерных для дислокаций, малоугловых границ и др.) эти зависимости приобретают другой характер. По характеру зависимостей, по-видимому, можно судить о геометрии рекомбинационно активных областей. С дальнейшим ростом T в переходной области $\nu_n \rightarrow 1$, τ_v уменьшается и стремится к τ_{Ai} , L_D уменьшается и τ_{eff} растет (см. рис. 1 (кривые 1–4), вставку на рис. 2 ($T = 90 \div 110$ К)). Следует отметить, что степенные зависимости $\tau_{\text{eff}}(T)$ в этом узком температурном интервале могут быть приняты за экспоненциальные с различными характеристическими энергиями активации E_a и интерпретированы участием в рекомбинации шокли-ридовского канала через локальные центры с глубиной залегания E_a . Этим, по-видимому, обусловлен имеющийся в литературе значительный разброс в оценке энергий залегания рекомбинационных уровней, определяемых по энергии активации времени жизни в этой области.

Если включения связаны с флуктуациями легирования, то их размеры и концентрация с ростом T уменьшаются, так как концентрация основных носителей выравнивается по объему. Области с повышенной n_{0i} теряют рекомбинационную активность по отношению к матрице ($\tau \sim n_0^{-2}$). В соответствии с (1), $\tau_{\text{eff}} \rightarrow \tau_v$ не только из-за уменьшения L_D и имеющихся в этом случае рекомбинационных барьеров E_{rec} [13], но и из-за уменьшения концентрации самих включений N_i , в первую очередь за счет включений с небольшими отклонениями по уровню легирования от матрицы; зависимость $\tau_{\text{eff}}(T)$ при этом становится еще круче. С дальнейшим ростом T и переходом в область собственной проводимости τ_v приближается к τ_{Ai} и резко уменьшается, $\tau_{\text{eff}} \rightarrow \tau_v \rightarrow \tau_{Ai}$ (см. рис. 1, вставку на рис. 2 ($T > 130$ К)). Следует отметить, что при некоторых концентрациях (превышающих критические) и размерах включений, обусловленных флуктуациями состава, зависимости $\tau_{vAi}(T)$ и $\tau_{\text{eff}}(T)$ в этой области могут не совпадать, а τ_{eff} будет определяться рекомбинационными параметрами не матрицы, а включений.

Из указанного становится ясным относительное выравнивание, как правило, немонотонных в области сильного поглощения спектральных характеристик ФП при нагревании (рис. 2). Действительно, в отсутствие варьзонности

$$\frac{\tau_v}{\tau_i} = \frac{\nu_{ni}^2 + 1}{\nu_{nv}^2 + 1} = 1 + \frac{\nu_{ni}^2 - \nu_{nv}^2}{\nu_{nv}^2 + 1}; \quad \nu_{ni} = \frac{n_{0i}}{n_i}. \quad (5)$$

С повышением T и переходом в область собственной проводимости ($\nu_{ni}, \nu_{nv} \rightarrow 1$) величины τ_v и τ_i сближаются, что обуславливает эффект относительного коротковолнового очувствления при нагревании. Небольшие флуктуации спектральной характеристики сохраняются,

если включения связаны с флуктуациями состава, например $x_i \geq x_v$, и время жизни для них и в области собственной проводимости отличается от матричного. Отметим, что спектральное смещение максимумов в области фундаментального поглощения изменяется с изменением T по несколько иной зависимости, чем основного максимума, что объясняется различными температурными коэффициентами α для матрицы и различных включений.

На рис. 3 представлен расчет по выражению (1) температурных зависимостей $\tau_{\text{eff}}(T)$ для кристаллов КРТ ($x = 0.21$) с $n_0 = 3 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$ и различной концентрацией включений N_i ($r_c = 10^{-3}$ см, $x_i = 0.16$) с учетом температурных зависимостей τ_v , τ_i , L_{eff} , μ_D . С ростом N_i степень влияния включений на τ_{eff} и немонотонный N -образный характер $\tau_{\text{eff}}(T)$ возрастают. Отметим удовлетворительное соответствие расчетов экспериментальным данным, что может свидетельствовать о справедливости принятой модели температурной зависимости ФП кристаллов с фотоактивными включениями.

Список литературы

- [1] А.И. Власенко, Ю.Н. Гаврилюк, В.З. Латуга, А.В. Любченко, Е.А. Сальков. Письма ЖТФ, **5**, 1013 (1979).
- [2] А.И. Власенко, А.В. Любченко, Е.А. Сальков. УФЖ, **25**, 1317 (1980).
- [3] Н.Н. Григорьев, Л.А. Карачевцева, К.Р. Курбанов, А.В. Любченко. ФТП, **25**, 464 (1991).
- [4] А.И. Власенко, А.В. Любченко, В.Г. Чалая. ФТП, **30**, 377 (1996).
- [5] Ю.А. Концевой. ФТП, **4**, 1184 (1970).
- [6] В.А. Артемьев, В.В. Михнович, С.Г. Титаренко. ФТП, **22**, 150 (1988).
- [7] Н.Н. Григорьев, А.В. Любченко, Е.А. Сальков. УФЖ, **34**, 1088 (1989).
- [8] А.И. Власенко, Ю.Н. Гаврилюк, А.В. Любченко, Е.А. Сальков. ФТП, **13**, 2180 (1979).
- [9] А.И. Власенко, К.Р. Курбанов, А.В. Любченко, Е.А. Сальков. УФЖ, **27**, 1392 (1982).
- [10] А.И. Власенко, А.В. Любченко, Е.А. Сальков. УФЖ, **25**, 434 (1980).
- [11] M.D. Blue. Phys. Rev., **134**, 226 (1964).
- [12] J.L. Shmit. J. Appl. Phys., **42**, 803 (1971).
- [13] М.К. Шейнкман, А.Я. Шик. ФТП, **10**, 209 (1976).

Редактор Л.В. Шаронова

Temperature dependencies of photoconductivity of CdHgTe crystals with photoactive inclusions

A.I. Vlasenko, Z.K. Vlasenko

Institute of Physics of Semiconductors,
National Academy of Sciences of Ukraine,
252028 Kiev, Ukraine

Abstract Temperature dependencies of life time τ and spectral characteristics of photoconductivity for $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ crystals ($x = 0.2$) with photoactive inclusions were investigated. It was shown, that the N -type character of effective life time temperature dependencies in nonhomogeneous crystals, in particular, its sharp temperature activation in the region of transition from the impurity to the intrinsic conductivity is determined by not the Shockley–Read mechanism, but by the interband impact (collision) mechanism with changing effective geometrical sizes of recombination active regions under temperature increase. Within the frames of this model one can account for the smoothing of the non-monotone character of the photoconductivity spectral characteristics in the region of fundamental absorption under the heating. The calculation results that are in qualitative agreement with the experimental data are presented.