

Д. ф.-м. н. А. И. ВЛАСЕНКО, к. ф.-м. н. З. К. ВЛАСЕНКО

Украина, г. Киев, Институт физики полупроводников
им. В. Е. Лашкарёва
E-mail: zvlas@isp.kiev.ua

Дата поступления в редакцию
30.06 2004 г.

Оппонент д. ф.-м. н. Л. А. КОСЯЧЕНКО
(Черновицкий нац ун-т им. Юрия Федыковича)

КВАНТОВЫЙ ВЫХОД МЕЖЗОННОЙ ИЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ РЕКОМБИНАЦИИ В КРИСТАЛЛАХ CdHgTe

Проведен расчет квантового выхода межзонной излучательной рекомбинации в кристаллах CdHgTe с учетом их состава, уровня легирования, температуры и уровня оптического возбуждения.

Одним из важнейших направлений современного оптоэлектронного полупроводникового приборостроения является создание инфракрасных (ИК) сенсорных систем различного назначения [1, 2]. Разработка таких систем для спектрального диапазона 2—15 мкм с излучателем и фотоприемником на основе одного полупроводникового материала, в частности твердых растворов Cd_xHg_{1-x}Te (КРТ), требует анализа конкретных физических условий, стимулирующих развитие излучательных или безызлучательных процессов рекомбинации.

Исследования показывают, что в области собственной проводимости кристаллов КРТ в рекомбинации доминирует межзонный ударный процесс [3, 4]. В области примесной проводимости фотоэлектрические свойства кристаллов КРТ описываются механизмами межзонной ударной [5, 6] или примесной рекомбинации [7], которые в основном определяют чувствительность приемников излучения. Экспериментально в этих кристаллах наблюдалась также и излучательная рекомбинация (см., напр., [8—10]), однако условия, стимулирующие ее развитие, изучены недостаточно.

Для изучения возможности создания на основе КРТ источников ИК-излучения необходим анализ условий реализации межзонной излучательной рекомбинации и ее вклада в общий рекомбинационный поток.

В настоящей работе ограничимся анализом физических условий и количественных критериев доминирования излучательного канала в межзонной рекомбинации.

Вероятности межзонных ударного и излучательного процессов рекомбинации. Для анализа физических условий и нахождения параметров по вкладу того или иного механизма в общий межзонный рекомбинационный поток воспользуемся уравнением непрерывности для неравновесных носителей заряда (ННЗ) Δn . При доминировании в рекомбинации межзонных излучательного и ударного механизмов без учета процессов переноса ННЗ (что корректно, поскольку рассматриваются только рекомбинацион-

ные свойства материала) это уравнение может быть записано следующим образом [11, с. 201, 212, 230]:

$$\begin{aligned} \frac{d\Delta n}{dt} &= I - \frac{\Delta n}{\tau} = I - \Delta n \left(\frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_A} \right) = \\ &= I - G_r \frac{np - n_i^2}{n_i^2} - A_{ee} \frac{np - n_i^2}{n_i^2} (n + \beta p), \end{aligned} \quad (1)$$

где I — скорость генерации ННЗ;
 τ, τ_r, τ_A — время жизни ННЗ соответственно общее, для межзонных излучательного и ударного процессов;
 G_r — скорость излучательных переходов, $G_r = A_r n_i$;
 A_r — вероятность переходов;
 n_i — собственная концентрация носителей заряда;
 n, p — полная концентрация равновесных и неравновесных электронов и дырок, соответственно;
 A_{ee}, A_{hh} — вероятности ударных процессов соответственно при межэлектронном и междырочном взаимодействии;
 $\beta = A_{hh}/A_{ee}$.

Для межзонной рекомбинации выполняются условия $\Delta n = \Delta p$, $\tau_n = \tau_p$, т. е. фотопроводимость имеет биполярный характер. Введем для удобства анализа безразмерные параметры, характеризующие уровень легирования донорными (N_D) и акцепторными (N_A) дефектами (v_n, v_p) и соотношение между вероятностями излучательного и ударного процессов (α):

$$\begin{aligned} v_n &= 1 + (N_D - N_A)/n_i = n_0/n_i, \quad v_p = 1 + (N_A - N_D)/n_i = p_0/p_i, \\ \alpha &= A_r [A_{ee} (1 + \beta)]^{-1}, \end{aligned} \quad (2)$$

где n_0, p_0 — концентрации равновесных электронов и дырок в области примесной проводимости.

В стационарном случае при низких уровнях возбуждения времена жизни для межзонных ударной и излучательной рекомбинации могут быть с учетом (1), (2) записаны следующим образом:

$$\begin{aligned} \tau_{An} &= \frac{2\tau_{Ai}}{v_n^2 + 1}; \quad \tau_{Ap} = \frac{2\tau_{Ai} v_p^2}{(1 + v_p^2)(1 + \beta v_p^2)}; \quad \tau_{Ai} = [2A_{ee} (1 + \beta)]^{-1}; \\ \tau_m &= \frac{2\tau_{ri} v_n}{v_n^2 + 1}; \quad \tau_p = \frac{2\tau_{ri} v_p}{v_p^2 + 1}; \quad \tau_{ri} = [2A_r]^{-1}, \end{aligned} \quad (3)$$

где для температурного диапазона примесной проводимости кристаллов n - и p -типов использованы индексы n, p , а для диапазона собственной проводимости — индекс i .

Сравнительный анализ экспериментальных данных и теоретических расчетов [5, 6, 12—15] дает для кри-

сталлов КРТ ($x=0,2$) следующие упрощенные выражения для вероятностей межзонных ударных ($e-e-h$, $h-h-e$) и излучательных процессов, а также соотношений между ними:

$$A_{ee} \approx 3,75 \cdot 10^6 T^{3/2} E_g^{-1/2} \exp(-E_g/kT); \quad (4)$$

$$\beta \approx 7 \cdot 10^{-2} \exp(-E_g/kT); \quad (5)$$

$$A_r \approx 2,75 \cdot 10^{-2} T^{-3/2} E_g n_i; \quad (6)$$

$$\alpha \approx 7,3 \cdot 10^{-14} \exp(E_g/kT) E_g^{3/2} T^{-3} n_i, \quad (7)$$

где T — абсолютная температура;
 E_g — ширина запрещенной зоны;
 k — постоянная Больцмана.

На рис. 1 приведены расчетные температурные зависимости α и β с учетом зависимостей $E_g(T)$, $n_i(T, x)$ [14]. Как следует из рисунка, параметр α сильно зависит от температуры, изменяясь от значений $\alpha \ll 1$ (вероятность ударного процесса значительно превышает вероятность излучательного процесса) при высоких температурах до значений $\alpha \gg 1$ (вероятность излучательного процесса намного превосходит вероятность ударного процесса) — при низких температурах. С ростом x и, соответственно, E_g значение коэффициента α увеличивается (сравни кривые 1—3) и при $T \approx 77$ К превышает единицу уже для $x > 0,21$ (см. сплошную кривую 1). Для меньших значений x (или E_g) этот переход наступает при более низких температурах.

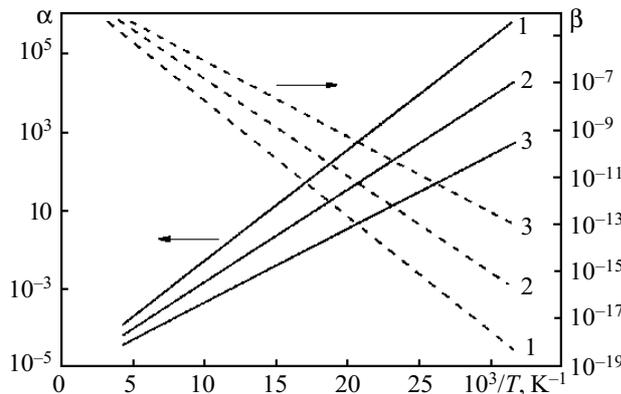


Рис. 1. Расчетные температурные зависимости α по (7) (сплошные линии) и β по (5) (пунктир) для кристаллов КРТ: 1 — $x=0,21$; 2 — 0,2; 3 — 0,19

Из того же рисунка следует, что в процессе ударной рекомбинации межэлектронное взаимодействие преобладает над междырочным во всем рассматриваемом диапазоне температур. Величина β экспоненциально растет с повышением температуры, но в рассматриваемом интервале температур сохраняется неравенство $\beta \ll 1$. С повышением содержания в твердом растворе Cd(x) и, соответственно, увеличением E_g вероятность межэлектронных процессов по сравнению с междырочными увеличивается, о чем свидетельствует уменьшение β (сравни кривые 1—3 на рис. 1).

Распределение рекомбинационных потоков по межзонным излучательному и ударному каналам. Запишем распределение рекомбинационных потоков по излучательному и ударному каналам через соответствующие квантовые выходы рекомбинации:

$$g_r = \frac{G_r}{G_r + A_{ee}(n + \beta p)} = \left[1 + \frac{n + \beta p}{n_i(1 + \beta)\alpha} \right]^{-1}; \quad (8)$$

$$g_a = 1 - g_r = \left[1 + \frac{n_i(1 + \beta)\alpha}{n + \beta p} \right]^{-1}. \quad (9)$$

Время жизни ННЗ, контролируемое обоими этими процессами, может быть записано через параметры только одного канала, например, излучательного:

$$\tau = g_r n_i [A_i(n_0 + p_0 + \Delta n)]^{-1}; \quad (10)$$

вклад безизлучательного канала учитывается параметром α в g_r (8).

Отсюда можно получить выражения для g_r и τ (при низком уровне возбуждения) в материале с собственной (i) и примесной (n и p) проводимостью:

$$g_{ri} = \frac{\alpha}{1 + \alpha}; \quad \tau_i = \tau_{ri} \frac{\alpha}{1 + \alpha}; \quad (11)$$

$$g_m = \left[1 + \frac{v_n}{(1 + \beta)\alpha} \right]^{-1}; \quad \tau_n = \frac{2\tau_{ri}}{(v_n^2 + 1) \left(1 + \frac{v_n}{\alpha} \right)}; \quad (12)$$

$$g_p = \left[1 + \frac{1 + \beta v_p^2}{(1 + \beta)v_p \alpha} \right]^{-1}; \quad \tau_p = \frac{2\tau_{ri}}{(1 + v_p^2) \left(\frac{1 + \beta v_p^2}{\alpha} + v_p \right)}. \quad (13)$$

Из приведенных выражений следует, что квантовый выход излучательной рекомбинации и время жизни ННЗ в кристалле определяются как фундаментальными параметрами материала (через коэффициенты α , β , см. (5), (7)), так и степенью его легирования (через параметры v_n , v_p) и температурой.

Квантовый выход излучательной рекомбинации в кристаллах n- и p-типа. Располагая для заданных составов x значениями α и β и их температурными зависимостями, можно получить значения g_r и их зависимости от уровня легирования при различных T .

Результаты расчета зависимостей $g_r(v_n, v_p)$ при различных температурах из области собственной и примесной проводимости для кристаллов КРТ ($x \approx 0,2$) приведены на рис. 2. Анализ показывает, что в материале

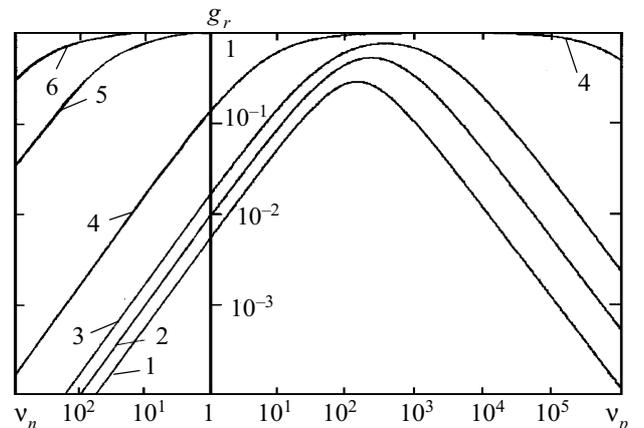


Рис. 2. Расчетные зависимости квантового выхода излучательной рекомбинации g_r от уровня легирования для кристаллов КРТ n- и p-типов проводимости при различных температурах:

1 — 250 К; 2 — 200; 3 — 160; 4 — 100; 5 — 50; 6 — 40 К

n-типа при температурах выше 100 К ($\alpha > 1$) квантовый выход излучательной рекомбинации более чем на порядок уступает квантовому выходу конкурирующего ударного процесса, причем эта тенденция возрастает с ростом температуры и уровня легирования. При температурах ниже 100 К ($\alpha < 1$) в диапазоне слабых уровней легирования ($v_n \approx 1$) значения квантовых выходов межзонных ударного и излучательного каналов g_r и g_a выравниваются, а при $T < 30..40$ К g_r даже превосходит g_a .

При конкуренции этих процессов рекомбинации в области примесной проводимости кристаллов *n*- и *p*-типа из (2), (3) могут быть определены граничные значения уровней легирования ($v_n = v_n^*$, $v_p = v_p^*$), при которых начинает доминировать излучательная рекомбинация:

$$v_n < v_n^* = \tau_{Ai} / \tau_{ri} = \alpha, \quad n_0 \leq n_0^* = \alpha n_i. \quad (14)$$

В частности, для кристаллов *n*-типа $v_n \leq \alpha$. Это, естественно, имеет смысл только для значений $\alpha > 1$ (см. рис. 1).

Анализ (14) показывает, что межзонная излучательная рекомбинация в кристаллах КРТ с $x \approx 0,2$ должна превалировать в материале с граничной концентрацией равновесных носителей заряда $n_0 \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$ (для составов с $x \approx 0,2$ это соответствует уровню собственной концентрации n_i). В кристаллах с $n_0 > 10^{13} \text{ см}^{-3}$ доминирующей остается межзонная ударная рекомбинация.

На рис. 3 приведены расчетные температурные зависимости времени жизни τ для кристаллов КРТ с $x \approx 0,2$ *n*-типа с различной концентрацией n_0 для межзонных ударного и излучательного процессов. Здесь же показаны экспериментальные значения τ , полученные по кинетике релаксации фотопроводимости при возбуждении импульсами CO_2 -лазера. Их сопоставление подтверждает, что в рассматриваемых диапазонах температур и уровней легирования доминирующим является процесс межзонной ударной рекомбинации.

Как следует из рис. 2, в кристаллах *p*-типа в зависимости квантового выхода люминесценции от уровня легирования имеется максимум (его парамет-

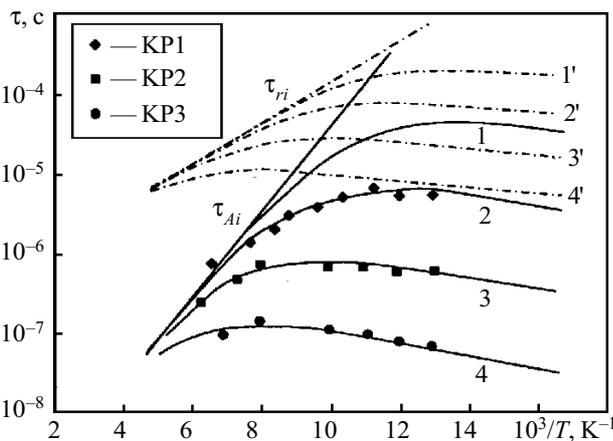


Рис. 3. Температурные зависимости времени жизни ННЗ τ для межзонных ударного (сплошные линии) и излучательного (штрих-пунктир) механизмов рекомбинации для кристаллов КРТ:

расчет: 1, 1' — $n_0 = 10^{14} \text{ см}^{-3}$; 2, 2' — $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$; 3, 3' — 10^{15} см^{-3} ; 4, 4' — $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$; эксперимент: кристалл KP1 — $n_0 = 3,3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$; KP2 — $1,1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$; KP3 — $3,2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$

ры — v_p^* и g_r^* — могут быть найдены путем дифференцирования функции (13) по переменной v_p). Численное значение и положение максимума g_r^* по шкале v_p весьма чувствительно к температуре (через β) и с её понижением растет и смещается в область больших v_p . При температурах $T < 100$ К квантовый выход люминесценции в широком диапазоне уровней легирования $g_r = 1$.

Таким образом, легируя материал акцепторными дефектами можно существенно увеличить квантовый выход излучательной рекомбинации в общем межзонном рекомбинационном потоке за счет снижения скорости ударной *e-e-h*-рекомбинации при уменьшении концентрации свободных электронов. Отметим однако, что увеличение N_A в этом случае может привести к развитию примесного рекомбинационного процесса (Шокли-Рида) [7], когда соотношение $\Delta n = \Delta p$ нарушается, и дальнейший анализ необходимо проводить с учетом наличия монополярной компоненты в фотопроводимости.

Квантовый выход излучательной рекомбинации в кристаллах с $x > 0,2$. Проведем анализ квантового выхода излучательной рекомбинации в кристаллах с большим составом Cd x , т. е. с $E_g > 0,1$ эВ. Располагая значениями α и β и их зависимостями (4)–(7) от T и x (через E_g), можно получить из (11)–(13) значения g_r для кристаллов *n*- и *p*-типов и их зависимости от уровня легирования.

Зависимости $g_r(v)$ при $T = 77$ К для кристаллов *n*- и *p*-типов для $x = 0,18..0,3$ приведены на рис. 4. Их анализ показывает, что повышение содержания Cd и, соответственно, увеличение E_g существенно увеличивает квантовый выход излучательной рекомбинации в кристаллах *n*- и *p*-типов во всем диапазоне уровней легирования. В материале *n*-типа с $x < 0,23$ при температуре 77 К квантовый выход излучательной рекомбинации $g_r < 1$ во всем интервале концентраций $1 < v_n < 10^3$ и растет с увеличением x . В кристаллах с $n_0 = 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ($v_n = 10$) $g_r > 0,5$ (т. е. скорости излучательных и ударных переходов выравниваются) уже для $x > 0,22$. Для меньших концентраций n_0

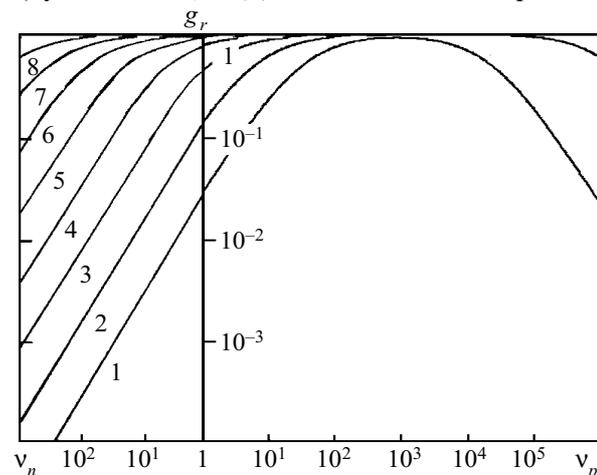


Рис. 4. Расчетные зависимости квантового выхода излучательной рекомбинации g_r от уровня легирования $v_{n,p}$ для кристаллов *n*- и *p*-типов проводимости при температуре 77 К:

1 — $x = 0,18$; 2 — $0,19$; 3 — $0,20$; 4 — $0,21$; 5 — $0,22$; 6 — $0,23$; 7 — $0,24$; 8 — $0,25$

($v_n \rightarrow 1$) переключение доминирующих механизмов рекомбинации наступает при меньших x .

В кристаллах p -типа при $T=77$ К $g_r > 0,5$ во всем диапазоне уровней легирования $1 < v_p < 10^5$ для $x > 0,2$. Максимум зависимости $g_r^*(v_p)$ зависит от x — с увеличением E_g численное значение g_r растет, а его положение по шкале v перемещается в область более высоких значений v_p .

Отметим однако, что в кристаллах с $x > 0,23$, как и в сильно компенсированных кристаллах, конкурентоспособными по отношению к межзонным могут стать примесные каналы рекомбинации ($\tau_n \neq \tau_p$).

Зависимость квантового выхода излучательной рекомбинации от уровня возбуждения. Важной характеристикой материала, используемого в качестве источника излучения, является зависимость интенсивности его люминесценции W от уровня возбуждения I . Пока значение g_r остается постоянным, интенсивность люминесценции $W = g_r I$ линейно растет с увеличением I . Начиная с определенных значений I в g_r (12), (13) необходимо учитывать член, связанный с уровнем возбуждения, $\gamma = \Delta n/n_i$ (при этом v_n, v_p в (12), (13) следует заменить на $v_{n,p}^* = v_{n,p} + \gamma$), который по своему действию эквивалентен увеличению степени легирования полупроводника — в обоих случаях возрастает роль безызлучательных процессов. При больших уровнях возбуждения время жизни $\tau \sim \Delta n^{-2}$, и показатель люкс-амперной характеристики равен $1/3$ ($\Delta n/\tau \sim I$; $\Delta n \sim I^{1/3}$), что характерно для ударной рекомбинации [15, 16]. А поскольку величина g_r обратно пропорциональна Δn , интенсивность люминесценции $W \sim I^{2/3}$.

Пороговое значение величины γ^* , выше которого квантовый выход люминесценции начинает уменьшаться, зависит от типа проводимости и степени легирования $v_{n,p}$:

$$\gamma^* = \begin{cases} \frac{v_n}{\alpha}, v_n > \beta v_p, \beta < 1 \text{ (} n \text{- тип);} \\ \frac{\beta v_p}{\alpha}, \beta v_p^2 > 1, v_p \gg 1 \text{ (} p \text{- тип);} \\ v_p \alpha, \beta v_p^2 < 1, v_p \geq 1 \text{ (} \pi \text{- тип).} \end{cases} \quad (15)$$

Из сравнения пороговых значений γ^* для кристаллов n - и p -типа следует, что при равных уровнях легирования ($v_n = v_p$) сублинейность зависимостей $W(I)$ в кристаллах p -типа наступает при значительно меньших значениях I , что следует рассматривать как существенный недостаток материала p -типа при использовании его в качестве источника ИК-излучения.

Выводы

В кристаллах КРТ с $x=0,2$ n -типа с $n_0 > 10^{13}$ см⁻³ доминирующим является ударный механизм, что подтверждено экспериментально для $x=0,19...0,21$ и $n_0=3 \cdot 10^{14}...6 \cdot 10^{15}$ см⁻³ при $T=77—300$ К; легирование материала акцепторными дефектами в определенных, зависящих от состава материала, пределах существенно (до единицы) увеличивает квантовый выход излучательной рекомбинации в межзонном рекомбинационном процессе за счет снижения скорости ударной $e-e-h$ -рекомбинации при уменьшении концентрации свободных электронов.

При превышении уровней оптического возбуждения выше пороговых, определяемых уровнями легирования, квантовый выход излучательной рекомбинации в кристаллах CdHgTe уменьшается, при этом для кристаллов n - и p -типов с равными уровнями легирования пороговые уровни возбуждения в кристаллах p -типа значительно меньше, чем в кристаллах n -типа.

Увеличение ширины запрещенной зоны (повышение x) существенно увеличивает квантовый выход излучательной рекомбинации в кристаллах n - и p -типов во всем диапазоне уровней легирования, в частности, при $T=77$ К скорости межзонных ударного и излучательного процессов выравниваются в кристаллах n -типа для $x > 0,22$, $n_0 \leq 3 \cdot 10^{14}$ см⁻³, в кристаллах p -типа — для $x > 0,2$ и $p_0 \leq 10^{17}$ см⁻³, что может быть учтено при разработке источников ИК-излучения на основе КРТ.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Курбатов Л. Н. Оптоэлектроника видимого и инфракрасного диапазонов спектра. — М.: Изд-во МФТИ, 1999.
2. Тез. докл. XVIII Междуна. науч.-техн. конф. по фотоэлектронике и приборам ночного видения. — Москва, НПО "Орион". — 2004.
3. Petersen P. E. Auger recombination in Hg_{1-x}Cd_xTe // J. Appl. Phys.— 1970.— Vol. 41, N 8.— P. 3465—3467.
4. Nimitz G., Muller K. H. Carrier lifetime in Hg_{0,8}Cd_{0,2}Te at 77 K // Phys. Stst. Sol. (a).— 1974.— Vol. 22, N 2.— P. K215—K217.
5. Kinch M. A., Brau M. J., Simmons A. Recombination mechanisms in 8—14 μm HgCdTe // J. Appl. Phys.— 1973.— Vol. 44, N 4.— P. 1649—1663.
6. Власенко А. И., Гаврилук Ю. Н., Любченко А. В., Сальков Е. А. Рекомбинация носителей в кристаллах Cd_xHg_{1-x}Te в области примесной проводимости // Физика и техника полупроводников.— 1979.— Т. 13, № 11.— С. 2180—2185.
7. Pratt R. J., Hewett J., Capper P. et al. Minority carrier lifetime in doped and undoped n -type Cd_xHg_{1-x}Te // J. Appl. Phys.— 1986.— Vol. 60, N 6.— P. 2377—2385.
8. Баженов Н. Л., Иванов-Омский В. И., Константинова Н. Н., Огородников В. К. Межзонная рекомбинация неравновесных носителей заряда в p -Hg_{1-x}Cd_xTe ($x=0,25$) // Физика и техника полупроводников.— 1982.— Т. 16, № 12.— С. 2202—2204.
9. Баженов Н. Л., Иванов-Омский В. И., Ижнин А. И., Смирнов В. А. Квантовый выход фотолуминесценции в твердых растворах Cd_xHg_{1-x}Te ($0,4 < x < 0,74$) // Там же.— 1991.— Т. 25, № 6.— С. 1103—1106.
10. Kraus M. M., Becker C. R., Scholl S. et al. Infrared photoluminescence on molecular beam epitaxially grown Hg_{1-x}Cd_xTe layers // Semicond. Sci. Technol.— 1993.— Vol. 8, N 1S.— P. 62—65.
11. Блекмор Д. Статистика электронов в полупроводниках. — М.: Мир, 1964.
12. Beattie A. R., Landsberg P. T. Auger effect in semiconductors // Proc. Roy. Soc.— 1959.— Vol. A249.— P. 16—29.
13. Гельмонт Б. Л. Трехзонная модель Кейна и оже рекомбинация // ЖЭТФ.— 1978.— Т. 75, № 2.— С. 536—544.
14. Shmit J. L. Intrinsic carrier concentration of Hg_{1-x}Cd_xTe a function of x and T using KP-calculations // J. Appl. Phys.— 1970.— Vol. 41, N 7.— P. 2876—2879.
15. Bartoli F., Allen R., Esterowitz L. et al. Auger-limited carrier lifetimes in HgCdTe at high excess carrier concentrations // Ibid.— 1974.— Vol. 45, N 5.— P. 2150—2154.
16. Власенко А. И., Курбанов К. Р., Любченко А. В., Сальков Е. А. Кинетика фотопроводимости в кристаллах Cd_xHg_{1-x}Te при поверхностном возбуждении // Украинский физический журнал.— 1982.— Т. 27, № 9.— С. 1392—1396.