

# Физика плазмы и плазменные технологии

УДК 621.383

## Оптимальная структура низкофоновых фотодиодов на основе узкозонных твердых растворов (CdHg)Te

А. Ю. Селяков, В. П. Пономаренко

Государственное унитарное предприятие «НПО «ОРИОН» — ГНЦ РФ, Москва, Россия

*Проанализирована рекомбинация, связанная с туннелированием через ловушки в HgCdTe p—n-переходах различной структуры. Предложена оптимальная структура HgCdTe p—n-перехода, позволяющая подавить этот тип рекомбинации и эффект насыщения температурной зависимости дифференциального сопротивления в области низких температур.*

В работе [1] был проанализирован механизм темнового тока вырожденного  $n^+$ — $p$ -перехода на основе HgCdTe, обусловленного туннелированием через ловушки (trap — assisted tunneling — TAT) в области пространственного заряда (ОПЗ). В рамках модели одного рекомбинационного уровня, находящегося в верхней части запрещенной зоны и в приближении постоянного поля в ОПЗ было показано, что при понижении температуры ниже определенного значения происходит смена типа переходов, контролирующих TAT-рекомбинацию, что объясняет экспериментально наблюдаемый эффект насыщения температурной зависимости дифференциального сопротивления  $R_0A$   $p$ — $n$ -переходов на основе узкозонного HgCdTe ( $E_g \cong 0,1$  эВ) в области низких температур [2—4]. Это существенно ограничивает пороговые характеристики низкофоновых фотоприемников на основе  $p$ — $n$ -переходов из HgCdTe, поскольку при понижении рабочей температуры ниже температуры выхода на насыщение зависимости  $R_0A(T)$  тепловые шумы таких фотоприемников перестают уменьшаться.

В настоящей работе проанализирована TAT-рекомбинация в HgCdTe  $p$ — $n$ -переходах различной структуры и предложена оптимальная структура  $p$ — $n$ -перехода, позволяющая подавить данный механизм рекомбинации и эффект насыщения температурной зависимости дифференциального сопротивления в области низких температур.

### Оптимальная структура вырожденного HgCdTe $n$ — $p$ -перехода

В ОПЗ вырожденного  $n^+$ — $p$ -перехода можно выделить три характерных участка (рис. 1):  $x_1$ — $x_2$  — туннельные переходы на рекомбинационный уровень возможны только из валентной зоны;  $x_2$ — $x_3$  — такие переходы возможны как из валентной зоны, так и из зоны проводимости;  $x_3$ — $x_4$  — туннельные переходы возможны только из зоны проводимости. Вклад этих участков ОПЗ в дифференциальное сопротивление  $p$ — $n$ -перехода  $R_{012}A$ ,  $R_{023}A$  и  $R_{034}A$ , соответственно, обусловленный TAT-рекомбинацией, определяется выражениями [1]

$$\frac{1}{R_{012}A} = N_t \frac{q}{kT} \frac{E_g - E_t}{E} \gamma_n n_1, \quad (1)$$

в случае, когда концентрация акцепторов в ОПЗ  $p$ — $n$ -перехода достаточно велика и на участке  $x_1$ — $x_2$  выполняются неравенства  $\omega_v N_{vlh} \gg p_1 \gamma_p$ ,  $\omega_v N_{vlh} \gg p \gamma_p$ ,  $\omega_v N_{vlh} \gg n_1 \gamma_n$  и  $\omega_v N_{vlh} \gg n \gamma_n$ ;

$$\frac{1}{R_{012}A} = \frac{qN_t}{E} (N_{vlh} \omega_v + \gamma_p p_1) \exp\left(-\frac{F_{p0} + qV_{bi} - E_g}{kT}\right), \quad (2)$$

в случае, когда концентрация акцепторов в ОПЗ  $n^+$ — $p$ -перехода существенно меньше, чем в подложке  $p$ -типа [2], и выполняются неравенства  $\gamma_n n \gg \gamma_p p$ ,  $\gamma_n n \gg \gamma_p p_1$ ,  $\gamma_n n \gg \omega_v N_{vlh}$ ,  $\gamma_n n \gg \gamma_n n_1$ ;

$$\frac{1}{R_{023}A} = \frac{q}{E} N_t (N_{vlh} \omega_v + \gamma_p p_1) \exp\left(-\frac{F_{p0}}{kT}\right); \quad (3)$$

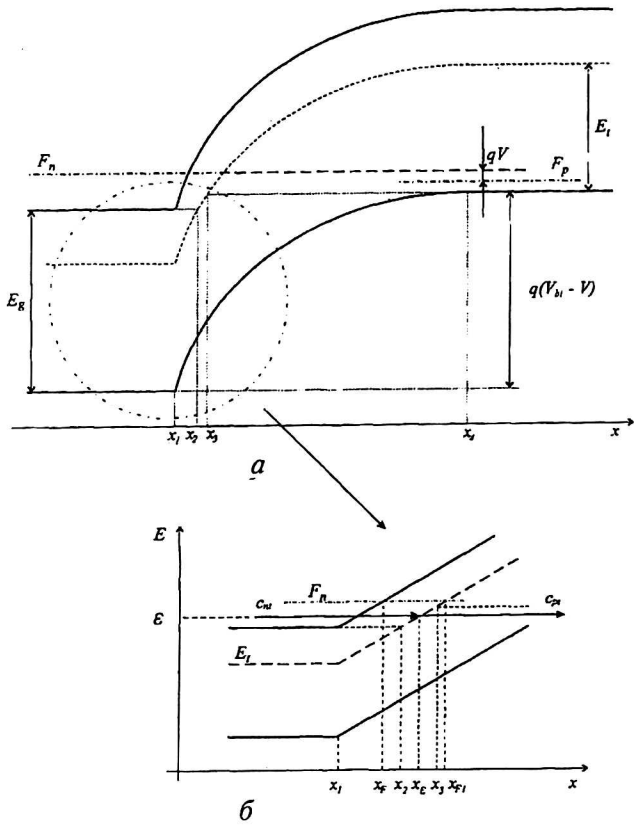


Рис. 1. ТАТ-рекомбинация в прямосмещенном  $n^+ - p$ -переходе: а — зонная диаграмма; б — вставка к рис. а. Стрелками на рис. б показаны туннельные переходы между зоной проводимости (валентной зоной) и рекомбинационным уровнем, с которыми связано насыщение температурной зависимости дифференциального сопротивления при низких температурах

$$\frac{1}{R_{034}A} = \frac{q}{E} \frac{E_t}{kT} N_t \gamma_p p_1, \quad (4)$$

- где  $n$  — концентрация электронов;
- $p$  — концентрация тяжелых дырок;
- $N_{vlh}$  — эффективная плотность состояний в зоне легких дырок;
- $N_{vhh}$  — эффективная плотность состояний в зоне тяжелых дырок;
- $N_c$  — эффективная плотность состояний в зоне проводимости;
- $E$  — напряженность электрического поля в  $p-n$ -переходе;
- $V_{bi}$  — встроенный диффузионный потенциал;
- $E_g$  — ширина запрещенной зоны полупроводника;
- $F_{p0}$  — уровень Ферми в  $p$ -области в равновесии, отсчитанный от края валентной зоны;
- $\omega_c \omega_v$  — коэффициенты туннельного захвата электронов (дырок) из зоны проводимости (валентной зоны) на рекомбинационный уровень [5—7];

$E_t$  — энергия рекомбинационного уровня;  
 $N_t$  — плотность рекомбинационных центров;  
 $\gamma_n, \gamma_p$  — коэффициенты теплового захвата электронов и дырок, соответственно, на рекомбинационный уровень, а величины  $n_1$  и  $p_1$  определяются обычными выражениями  $n_1 = N_c \exp((E_t - E_g)/(kT))$ ,  $p_1 = N_{vhh} \exp(-E_t/(kT))$ ,  
 где  $k$  — постоянная Больцмана,  
 $T$  — температура.

Отметим, что выражение (3) получено нами в предположении, что энергетический зазор  $qV_{bi} - E_g$  порядка нескольких  $kT$ .

Из выражений (1)—(4) видно, что при не слишком низких температурах, когда выполняется условие  $p_1 \gamma_p \gg \omega_v N_{vlh}$  ТАТ-рекомбинация в вырожденных  $n^+ - p$ -переходах контролируется тепловыми переходами из валентной зоны на рекомбинационный уровень на участке  $x_3 - x_4$ , а при понижении температуры до значений, обеспечивающих выполнение неравенства  $N_{vlh} \omega_v \gg \gamma_p p_1$  происходит смена типа переходов, контролирующих ТАТ-рекомбинацию. В этом случае основной вклад в дифференциальную проводимость вносят туннельные переходы из валентной зоны на рекомбинационный уровень на участке  $x_2 - x_3$ .

Таким образом, для повышения дифференциального сопротивления вырожденного  $n^+ - p$ -перехода в области низких температур необходимо уменьшить напряженность встроенного электрического поля в ОПЗ, что может быть реализовано в  $n^+ - p$ -переходе, в котором концентрация акцепторов в ОПЗ меньше, чем в подложке  $p$ -типа.

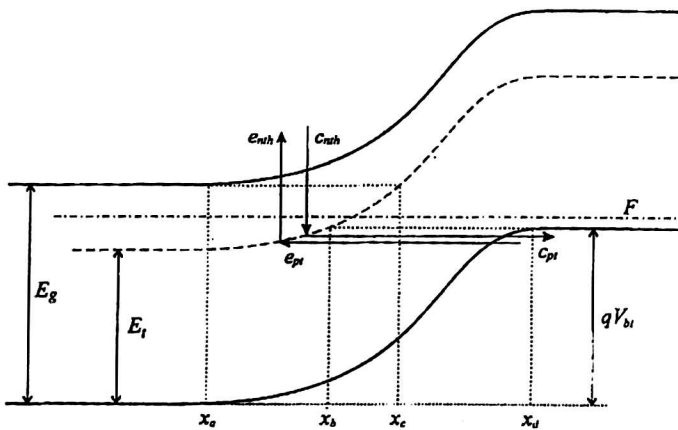
Рассмотрим теперь такой вырожденный  $n^+ - p$ -переход более подробно. Из формулы (2) следует, что по мере уменьшения концентрации доноров в  $n^+$ -области вклад участка  $x_1 - x_2$  в проводимость  $p-n$ -перехода будет возрастать, в то время как вклад участка  $x_2 - x_3$  будет уменьшаться (формула (3) записана в предположении, что разность  $qV_{bi} - E_g$  составляет величину порядка нескольких  $kT$ ). При этом основной вклад в темновой ток участка  $x_1 - x_2$  дает узкая (порядка  $kT/(qE)$ ) область вблизи точки  $x_2$ , а основной вклад в темновой ток участка  $x_2 - x_3$  дает узкая (порядка  $kT/(qE)$ ) область вблизи точки  $x_3$  [1]. Очевидно, что в  $p-n$ -переходе, в котором выполняется условие  $qV_{bi} = E_g$ , точки  $x_2$  и  $x_3$  совпадают (см. рис. 1). Поэтому вклад участка  $x_1 - x_2$  в дифференциальное сопротивление  $p-n$ -перехода, в котором выполняется условие  $qV_{bi} = E_g$  и вклад участка  $x_2 - x_3$  в дифференциальное сопротивление  $p-n$ -перехода, в котором выполняется условие  $qV_{bi} > E_g$ , определяется одним и тем же полем

$E(x_3) = \sqrt{(2N_a^*) / (\epsilon \epsilon_0)} \sqrt{E_t}$ , где  $\epsilon_0$  — электрическая постоянная;  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость полупроводника;  $N_a^*$  — концентрация акцепторов в ОПЗ.

Таким образом, при достаточно низких температурах, когда выполняется условие  $\omega_c N_{v,th} \gg p_1 \gamma_p$ , при одинаковой концентрации акцепторов в ОПЗ, будет иметь место соотношение  $R_{012} A |_{qV_{bi}=E_g} = R_{023} A |_{qV_{bi}-E_g > 3kT}$ . Из вышеизложенного следует, что в области низких температур дифференциальное сопротивление вырожденного  $p$ - $n$ -перехода определяется концентрацией акцепторов в ОПЗ и не зависит от концентрации доноров в  $n^+$ -области, а оптимальной структурой вырожденного  $n^+$ - $p$ -перехода является  $n^+$ - $p^-$ - $p$ -структура.

**Оптимальная структура невырожденного HgCdTe  $p$ - $n$ -перехода**

Проанализируем теперь ТАТ-рекомбинацию в невырожденном  $p$ - $n$ -переходе. Зонная диаграмма такого перехода изображена на рис. 2, из которого видно, что в ОПЗ рассматриваемого  $p$ - $n$ -перехода можно выделить три области:  $x_a$ - $x_b$  — туннельные переходы на рекомбинационный уровень возможны только из валентной зоны ( $N_c \omega_c = 0$ ),  $x_b$ - $x_c$  — возможны только тепловые переходы ( $N_c \omega_c = 0$ ,  $N_{v,th} \omega_v = 0$ );  $x_c$ - $x_d$  — рассматриваемые туннельные переходы возможны только из зоны проводимости ( $N_{v,th} \omega_v = 0$ ).



**Рис. 2. ТАТ-рекомбинация в невырожденном  $p$ - $n$ -переходе:**  
Стрелками показаны тепловые и туннельные переходы, с которыми связано насыщение температурной зависимости дифференциального сопротивления при низких температурах

Темновой ток  $p$ - $n$ -перехода, связанный с областью  $x_b$ - $x_c$ , представляет собой обычный генерационно-рекомбинационный ток, и вклад данной области в проводимость  $p$ - $n$ -перехода в приближении постоянного поля можно записать

в виде  $1/(R_{0bc} A) = (qN_t n_i \sqrt{\gamma_n \gamma_p}) / E$ , где  $n_i$  — собственная концентрация,  $E = V_{bi}/W$ , а  $W$  — ширина ОПЗ [8].

Рассмотрим область  $x_c$ - $x_d$ . В этом случае скорость ТАТ-рекомбинации в невырожденном  $p$ - $n$ -переходе можно записать в виде [5]

$$R_{cd}(x) = N_t \left( \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right) \times \frac{n_i^2 \gamma_n \gamma_p + p_1 \gamma_p N_c \omega_c}{n(x) \gamma_n + n_1 \gamma_n + p(x) \gamma_p + p_1 \gamma_p + N_c \omega_c} \quad (5)$$

В рассматриваемом случае  $n$ -область  $p$ - $n$ -перехода не вырождена, поэтому в области  $x_c$ - $x_d$  ОПЗ выполняется соотношение  $n \gamma_n \ll n_1 \gamma_n$ . Кроме того, при достаточно низких температурах для рекомбинационного уровня, лежащего в верхней части запрещенной зоны, выполняются соотношения  $N_c \omega_c \gg n_1 \gamma_n$ ,  $N_c \omega_c \gg p_1 \gamma_p$ ,  $N_c \omega_c \gg p \gamma_p$ . С учетом последних неравенств выражение (5) можно преобразовать к виду

$$R_{cd}(x) = N_t \left( \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right) p_1 \gamma_p \quad (6)$$

Из рис. 2 видно, что в приближении постоянного поля ширина области  $x_c$ - $x_d$  равна  $x_d - x_c = (qV_{bi} + E_t - E_g) / (qE)$ . Таким образом, вклад рассматриваемой области в темновой ток  $p$ - $n$ -перехода равен:  $J_{cd} = N_t \left( \exp(qV/(kT)) - 1 \right) p_1 \gamma_p \times (qV_{bi} + E_t - E_g) / E$ , а вклад в дифференциальную проводимость (6) имеет вид

$$\frac{1}{R_{0cd} A} = qN_t p_1 \gamma_p \frac{qV_{bi} + E_t - E_g}{EkT} \quad (7)$$

При расчете дифференциального сопротивления (7) предполагалось, что выполняется условие  $\omega_c N_c \gg p \gamma_p$ . Данное допущение может не выполняться при достаточно больших концентрациях легирующей примеси  $N_a$  в  $p$ -области. Оценки показывают, что учет условия  $\omega_c N_c \approx p \gamma_p$  при расчете  $R_{0cd} A$  приведет к появлению в выражении (7) поправки  $1/(\delta R_{0cd} A)$  порядка  $(R_{0cd} A) / (\delta R_{0cd} A) \approx kT / (qV_{bi} + E_t - E_g)$ .

Рассмотрим область  $x_a$ - $x_b$ . Скорость ТАТ-рекомбинации в данной области рассчитана в работе [5]

$$R_{ab}(x) = N_t \left( \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right) \times \frac{n_i^2 \gamma_n \gamma_p + n_1 \gamma_n N_{v,th} \omega_v}{n(x) \gamma_n + n_1 \gamma_n + p(x) \gamma_p + p_1 \gamma_p + N_{v,th} \omega_v} \quad (8)$$

Мы рассматриваем рекомбинацию через уровень, лежащий в верхней части запрещенной зоны, вблизи уровня Ферми в собственном полупроводнике ( $E_f \approx F_i$ ). Поэтому можно считать, что величины  $n_1$  и  $p_1$  не слишком сильно отличаются друг от друга. В то же время в HgCdTe коэффициенты захвата электронов и дырок на рекомбинационный уровень, лежащий в верхней части запрещенной зоны, могут различаться на несколько порядков  $\gamma_n \gg \gamma_p$  [9], поэтому в рассматриваемом случае выполняется условие  $n_1\gamma_n \gg p_1\gamma_p$ . Кроме того,  $p$ -область  $p$ - $n$ -перехода не вырождена, поэтому в области  $x_a$ - $x_b$  выполняется неравенство  $p(x) < p_1$  (см. рис. 2). С учетом вышесказанного уравнение (8) преобразуется к виду

$$R_{ab}(x) = \left( \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right) \times \left\{ N_t \frac{n_i^2 \gamma_n \gamma_p + n_1 \gamma_n N_{\text{vlh}\omega_v}}{n(x) \gamma_n + n_1 \gamma_n + N_{\text{vlh}\omega_v}} \right\}. \quad (9)$$

Отметим, что уравнение (9) отличается от аналогичного уравнения, полученного в работе [5], поскольку выведено при других допущениях. Дополнительное слагаемое  $n_i^2 \gamma_n \gamma_p$  в числителе (9) учитывает тепловые переходы электронов и дырок на рекомбинационный уровень на участке  $x_a$ - $x_b$ , а слагаемое  $n_1 \gamma_n$  вместо  $p_1 \gamma_p$  в знаменателе является следствием выполнения условия  $n_1 \gamma_n \gg p_1 \gamma_p$ . В рассматриваемом случае скорость ТАТ-рекомбинации имеет вид:  $R_{ab}(x) = (\exp((qV)/(kT)) - 1) r_{ab}(x, V)$ , где  $r_{ab}$  — множитель в фигурных скобках в уравнении (9). Поэтому, как было показано в работе [1], вклад данного участка в дифференциальное сопротивление  $p$ - $n$ -перехода можно представить в виде

$$1/(R_{0ab}A) = \frac{q^2}{kT} \int_{x_a}^{x_b} r_{ab}(x, 0) dx.$$

Вычислим этот интеграл в приближении постоянного поля и получим, что вклад рассматриваемой области в дифференциальное сопротивление  $p$ - $n$ -перехода равен

$$\frac{1}{R_{0ab}A} = q^2 N_t \frac{n_i^2 \gamma_n \gamma_p + n_1 \gamma_n N_{\text{vlh}\omega_v}}{kT(n_1 \gamma_n + N_{\text{vlh}\omega_v})} \left\{ \frac{qV_{bi} - E_f}{qE} + \frac{kT}{qE} \times \ln \left( \frac{n_1 \gamma_n + N_{\text{vlh}\omega_v} + N_d \gamma_n \exp(-(qV_{bi} - E_f)/(kT))}{n_1 \gamma_n + N_{\text{vlh}\omega_v} + N_d \gamma_n} \right) \right\}. \quad (10)$$

Рассмотрим случай, когда поле на участке ОПЗ  $x_a$ - $x_b$ , прилегающем к  $n$ -области, мало, и выполняются условия:  $n_1 \gamma_n + N_{\text{vlh}\omega_v} \ll N_d \gamma_n$  и

$n_1 \gamma_n + N_{\text{vlh}\omega_v} < N_d \gamma_n \exp(-(qV_{bi} - E_f)/(kT))$ . Такая ситуация, как показывают оценки, реализуется в невырожденных  $n^+$ - $p$ -переходах на основе Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te ( $x \approx 0,2$ ), а также в невырожденном  $n$ - $p^+$ -переходе. Тогда уравнение (10) можно преобразовать к виду

$$\frac{1}{R_{0ab}A} = \frac{qN_t}{E} (p_1 \gamma_p + N_{\text{vlh}\omega_v}) \exp\left\{-\frac{F_{p0}}{kT}\right\}. \quad (11)$$

Заметим, что концентрация акцепторов в ОПЗ невырожденного  $n^+$ - $p$ -перехода на основе HgCdTe не может быть высокой, так как в Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te ( $x \approx 0,2$ ) эффективная плотность состояний в зоне проводимости довольно мала ( $N_c \approx 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  при  $T = 77 \text{ К}$ ), и в области  $x_a$ - $x_b$  не может быть реализовано условие  $N_{\text{vlh}\omega_v} \gg N_d \gamma_n$ .

Из формул (4) и (7), (2) и (11) видно, что участки ОПЗ  $x_a$ - $x_b$  и  $x_c$ - $x_d$  невырожденного  $p$ - $n$ -перехода представляют собой аналоги участков  $x_1$ - $x_2$  и  $x_3$ - $x_4$ , соответственно, вырожденного  $p$ - $n$ -перехода, причем при выполнении соответствующих условий ТАТ-рекомбинация на данных участках ОПЗ контролируется одними и теми же типами переходов.

Таким образом, в невырожденных  $p$ - $n$ -переходах эффект насыщения температурной зависимости дифференциального сопротивления обусловлен туннельными переходами между валентной зоной и рекомбинационным уровнем на участке ОПЗ  $x_a$ - $x_b$ . Для сдвига участка насыщения в область более низких температур необходимо уменьшить напряженность поля на этом участке ОПЗ, что может быть реализовано путем снижения концентрации легирующих примесей в  $n^+$ - $p$ -переходе либо путем перехода к  $n$ - $p^+$ -структуре. При этом насыщение температурной зависимости дифференциального сопротивления в невырожденном  $n$ - $p^+$ -переходе будет наблюдаться в области более низких температур по сравнению с невырожденными и с вырожденными  $n^+$ - $p$ -переходами, поскольку поле на участке  $x_a$ - $x_b$  невырожденного  $n$ - $p^+$ -перехода значительно меньше, чем поле на участке  $x_a$ - $x_b$  невырожденного  $n^+$ - $p$ -перехода и тем более меньше поля на участке ОПЗ  $x_2$ - $x_3$  вырожденного  $n^+$ - $p$ -перехода.

Область  $x_a$ - $x_b$  в невырожденном  $p$ - $n$ -переходе будет существовать только при выполнении условия  $E_g \geq qV_{bi} \geq E_f$  (см. рис. 2). Следовательно, в невырожденном  $p$ - $n$ -переходе (неважно  $n^+$ - $p$  или  $p^+$ - $n$ ), в котором выполняется условие  $qV_{bi} < E_f$ , область  $x_a$ - $x_b$  отсутствует, и, таким образом, ТАТ-рекомбинация будет полностью подавлена (рис. 3). Другими словами, в температурной зависимости дифференциального сопротивления HgCdTe  $p$ - $n$ -перехода, в котором

выполняется условие  $qV_{bi} < E_t$ , отсутствует участок насыщения при низких температурах, поэтому такую структуру HgCdTe  $p-n$ -переходов следует считать оптимальной для низкофоновых применений.

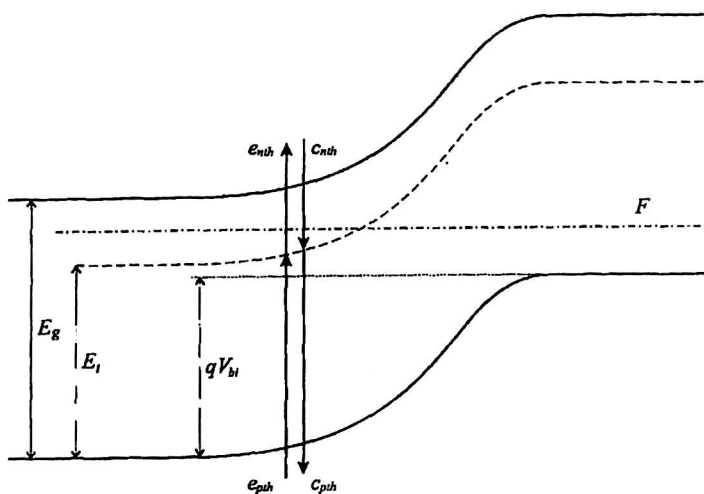


Рис. 3. Невырожденный  $p-n$ -переход с подавленной TAT-рекомбинацией:

Стрелками показаны тепловые переходы носителей между зоной проводимости (валентной зоной) и рекомбинационным уровнем

### Заключение

Туннелирование через ловушки является фундаментальным механизмом, ограничивающим пороговые характеристики низкофоновых фотоприемников на основе вырожденных и невырожденных  $p-n$ -переходов из узкозонного HgCdTe. Сдвиг температуры насыщения зависи-

мости  $R_0A(T)$   $p-n$ -перехода в область более низких температур может быть достигнут путем перехода к структурам с пониженной величиной встроенного поля на участке ОПЗ, дающем основной вклад в TAT-рекомбинацию. В случае вырожденного  $p-n$ -перехода такой структурой является  $n^+-p-p$ -переход, а в случае невырожденного —  $n-p^+$ -переход. Полное подавление TAT-рекомбинации и эффекта насыщения температурной зависимости  $R_0A(T)$  может быть реализовано в невырожденном  $p-n$ -переходе, в котором встроенный диффузионный потенциал меньше энергии рекомбинационного уровня, т. е. выполняется условие  $qV_{bi} < E_t$ .

### Литература

1. Селяков А. Ю., Пономаренко В. П.// Прикладная физика. 2003. № 2.
2. Nemirovsky Y., Rosenfeld D., Adar R., Kornfeld A.//J. Vac. Sci. Technol. 1989. A7. № 2. P. 528.
3. Wong J. Y.//IEEE transactions on electron devices. 1980. V. ED-27. № 1. P. 48.
4. Arias J. M., Pasko J. G., Zandian M., Shin S. H., Williams C. M., Bubulas L. O.// Appl. Phys. Lett. 1993. V. 62. P. 976.
5. Anderson W. W., Hoffman H. J.// Ibid. 1982. V. 53. № 12. P. 9130.
6. Nemirovsky Y., Fastov R., Meyassed M., Unikovsky A.// J. Vac. Sci. Technol. 1991. V. B9. № 3. P. 1829.
7. Rosenfeld D., Bahir G.// IEEE transactions on electron devices. 1992. V. 39. № 7. P. 1638.
8. Sah C. T., Noyce R. N., Shockley W.// Proc. IRE. 1957. V. 45. № 9. P. 1228.
9. Барышев Н. С. Свойства и применение узкозонных полупроводников. — Казань: Унипресс, 2000. Гл. 6, § 6.3.

## Optimal structure of low background photodiodes on the basis of narrow gap alloys (CdHg)Te

A. Yu. Selyakov, V. P. Ponomarenko

The ORION Research-and-Production Association, Moscow, Russia

*Trap — assisted tunneling recombination in various structure HgCdTe  $p-n$ -junction was analyzed. The optimal structure of HgCdTe  $p-n$ -junction what permit to suppress the recombination and the effect of saturation of temperature dependence of differential resistance in low temperature region was proposed.*