

УДК 621.383

Туннелирование через ловушки в структурах с вырожденным n^+ - p -переходом на основе узкозонных твердых растворов (CdHg)Te

А. Ю. Селяков, В. П. Пономаренко

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

Проанализирован механизм темнового тока вырожденного n^+ - p -перехода на основе HgCdTe, обусловленного туннелированием через ловушки в области пространственного заряда (ОПЗ). Рассчитаны скорость рекомбинации и дифференциальное сопротивление $R_{\rho A}$ p - n -перехода. Показано, что в рамках модели одного рекомбинационного уровня, находящегося в верхней половине запрещенной зоны, при понижении температуры ниже определенного значения происходит смена типа переходов, контролирующих рекомбинацию в ОПЗ, что объясняет экспериментально наблюдаемый эффект насыщения температурной зависимости $R_{\rho A}$ в области низких температур.

Несмотря на длительный период развития технологии HgCdTe, проблема исследований механизмов темновых токов узкозонных ($E_g \approx 0,1$) p - n -переходов, изготовленных различными методами, сохраняет свою актуальность [1–3]. Темновые токи ограничивают дифференциальное сопротивление p - n -переходов $R_{\rho A}$ и тем самым существенно влияют на параметры фотоприемников на основе фотодиодов. В двух предельных случаях нулевого и большого обрат-

ного смещения механизмы темновых токов HgCdTe p - n -переходов, изготовленных различными методами, одинаковы. При нулевом смещении и рабочей температуре ≈ 80 К дифференциальное сопротивление разработанных фотодиодов на основе $Hg_{1-x}Cd_xTe$ ($x \approx 0,2$) определяется диффузионным механизмом [4] и близко к предельно достижимому. В случае больших обратных смещений темновой ток определяется прямым туннелированием зона—зона (band—

to band — ВТВ-механизм) [5]. При этом ВТВ-механизм в HgCdTe идентифицируется характерной температурной зависимостью: при понижении температуры до определенных значений вследствие уменьшения ширины запрещенной зоны ВТВ ток возрастает [6, 7]. Однако, как показывают многочисленные эксперименты, при нулевом смещении и температуре ниже примерно 50 К дифференциальное сопротивление HgCdTe p - n -переходов перестает увеличиваться и выходит на насыщение [6, 8, 9], что существенно отличается от температурной зависимости межзонного туннельного тока.

Для объяснения наблюдаемых эффектов в настоящее время используется модель туннелирования через ловушки в области пространственного заряда p - n -перехода (trap — assisted tunneling — ТАТ-модель) [8]. Теория ТАТ-рекомбинации в невырожденных p - n -переходах для случая прямых и малых обратных смещений развита в работе [10]. Для больших обратных смещений скорость ТАТ-рекомбинации в невырожденных p - n -переходах рассчитана в работах [1, 2] фактически в предположении равенства эффективных масс легких и тяжелых дырок ($m_{lh} = m_{hh}$). Более строгие выражения для скорости ТАТ-рекомбинации в рассматриваемом диапазоне смещений получены в работе [11] при допущении, что рекомбинационный уровень расположен точно в середине запрещенной зоны. В работе [12] предполагается, что энергетические уровни глубоких центров, которые обуславливают ТАТ-рекомбинацию, равномерно распределены в запрещенной зоне полупроводника, что противоречит имеющимся экспериментальным данным о дискретном характере спектра таких уровней в HgCdTe [3]. В работе [7] предложена модель ТАТ-рекомбинации, обусловленной переходами через два глубоких уровня с энергией $E_g/3$ и $2E_g/3$. Однако хорошее совпадение расчетных и экспериментальных данных достигнуто в этой работе за счет использования в качестве подгоночных параметров вероятностей заполнения рекомбинационных уровней, причем подгонка велась для каждой рассматриваемой температуры. Расчет темнового тока вырожденного HgCdTe n^+ - p -перехода выполнен в работе [13] в предположении, что концентрация подвижных носителей в ОПЗ p - n -перехода равна нулю. Данное предположение справедливо только при достаточно больших обратных смещениях, когда большая часть ОПЗ становится невырожденной.

В настоящей работе проведен анализ ТАТ-рекомбинации в вырожденном n^+ - p -переходе на основе HgCdTe в рамках модели одного рекомбинационного уровня, находящегося в верхней

половине запрещенной зоны, рассчитано дифференциальное сопротивление такого p - n -перехода и дано объяснение экспериментально наблюдаемому эффекту насыщения температурной зависимости дифференциального сопротивления в области низких температур.

Скорость ТАТ-рекомбинации и дифференциальное сопротивление HgCdTe n^+ - p -перехода

Зонная диаграмма n^+ - p -перехода в HgCdTe с рекомбинационным уровнем в верхней половине запрещенной зоны, с вырожденной n^+ -областью, слабо смещенного в прямом направлении ($qV < qV_{bi} - E_g$, где V — приложенное напряжение; V_{bi} — встроенный диффузионный потенциал; E_g — ширина запрещенной зоны полупроводника), изображена на рисунке, а. Из рисунка видно, что для рассматриваемого рекомбинационного уровня в ОПЗ можно выделить три области: область $x_1 - x_2$, где туннельные переходы на рекомбинационный уровень возможны только из валентной зоны; область $x_2 - x_3$, где такие переходы возможны как из валентной зоны, так и из зоны проводимости, и область $x_3 - x_4$, где туннельные переходы возможны только из зоны проводимости.

Будем считать, что квазиуровень Ферми F_n для электронов в n^+ -области расположен не слишком высоко в зоне проводимости, т. е. выполняется условие $F_n < E_g - E_i$, где E_i — энергия рекомбинационного уровня. Тогда имеет место неравенство $x_F < x_2$ (см. рисунок, б), а области $x_2 - x_3$ и $x_3 - x_4$ не вырождены.

Выражения для скорости ТАТ-рекомбинации электронов и дырок через рассматриваемый рекомбинационный уровень имеют вид [10]

$$R_n = c_{nth} - e_{nth} + c_{ni} - e_{ni}; \quad (1)$$

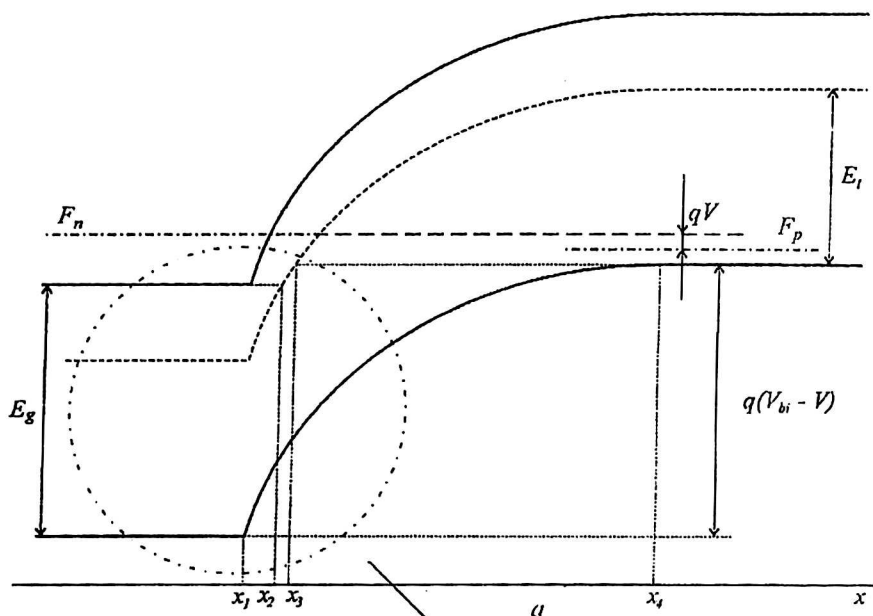
$$R_p = c_{pth} - e_{pth} + c_{pi} - e_{pi},$$

где c_{nth} , c_{ni} , c_{pth} , c_{pi} — тепловые и туннельные скорости захвата электронов и дырок, соответственно;

e_{nth} , e_{ni} , e_{pth} , e_{pi} — тепловые и туннельные скорости эмиссии электронов и дырок.

В невырожденной части ОПЗ $x_F - x_4$ (см. рисунок) тепловые скорости захвата и эмиссии определяются выражениями [14]

$$\begin{aligned} c_{nth}(x) &= n(x) N_t (1 - f_t(x)) \gamma_n; \\ e_{nth}(x) &= N_t f_t(x) n_1 \gamma_n; \\ c_{pth}(x) &= p(x) N_t f_t(x) \gamma_p; \\ e_{pth}(x) &= N_t (1 - f_t(x)) p_1 \gamma_p, \end{aligned} \quad (2)$$

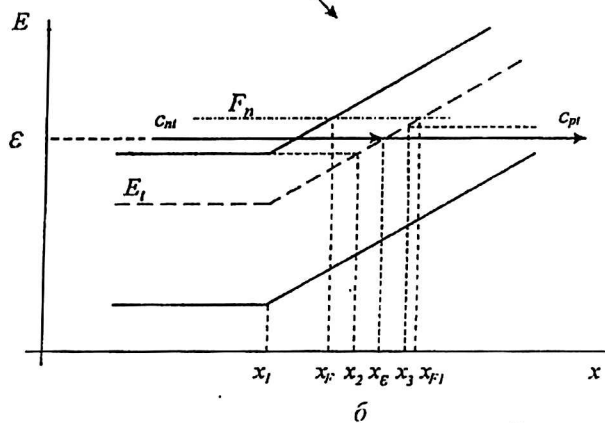


ТЛТ-рекомбинация в прямосмещенном n^+ - p -переходе:

a — зонная диаграмма;

б — вставка к рисунку. *a*.

Жирными стрелками на рисунке, *б* показаны туннельные переходы между зоной проводимости (валентной зоной) и рекомбинационным уровнем, с которыми связано насыщение температурной зависимости дифференциального сопротивления при низких температурах



где $n(x)$ — концентрация электронов;
 $p(x)$ — концентрация тяжелых дырок;
 N_t — плотность рекомбинационных центров;
 $f_t(x)$ — вероятность заполнения рекомбинационного уровня электроном;
 γ_n, γ_p — коэффициенты теплового захвата электронов и дырок, соответственно, на рекомбинационный уровень;
 n_1 и p_1 — величины, определяемые 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, N_{vhh} — эффективная плотность состояний в зоне тяжелых дырок, N_c — эффективная плотность состояний в зоне проводимости.

Так как p -область не вырождена, уровень Ферми для электронов в вырожденной n^+ -области удовлетворяет очевидному неравенству $E_g + F_n > qV_{bi} - qV$. Отсюда следует, что хотя электронный газ на участке ОПЗ $x_2 - x_4$ не вырожден, при расчете туннельных переходов из зоны проводимости на рекомбинационный уровень в

областях $x_2 - x_3$ и $x_3 - x_4$ необходимо учитывать вырождение n^+ -области. Уравнения для скорости туннельного захвата и эмиссии, использованные в работе [10], не учитывают этого фактора, поэтому напрямую в рассматриваемом случае пользоваться ими нельзя. Вместе с тем использовать подход, развитый в работе [10], можно и в случае переходов из вырожденной n^+ -области, если записать скорости туннельного захвата и эмиссии в виде

$$\begin{aligned} c_{ni}(x) &= N_c \omega_c N_t (1 - f_t(x)) f_n; \\ e_{ni}(x) &= N_c \omega_c N_t f_t(x) (1 - f_n); \\ c_{pi}(x) &= N_{vhh} \omega_v f_p N_t f_t(x); \\ e_{pi}(x) &= N_{vhh} \omega_v (1 - f_p) N_t (1 - f_t(x)), \end{aligned} \quad (3)$$

где N_{vhh} — эффективная плотность состояний в зоне легких дырок;

ω_c, ω_v — коэффициенты туннельного захвата электронов (дырок) из зоны проводимости (валентной зоны) на рекомбинационный уровень в области ОПЗ;

$f_i(x)$ — вероятность заполнения электроном рекомбинационного уровня в точке x ;

f_n и f_p — вероятности заполнения электроном и дыркой уровней энергии ϵ в зоне проводимости и в валентной зоне, соответственно, с которых происходит туннельный захват носителей на рекомбинационный уровень в точке x .

Функции f_n и f_p имеют вид

$$f_n = \frac{1}{1 + \exp\{(\epsilon - F_n)/(kT)\}}; \tag{4}$$

$$f_p = \frac{\exp\{(\epsilon - F_n + qV)/kT\}}{1 + \exp\{(\epsilon - F_n + qV)/kT\}}.$$

Уравнения (3) представляют собой обобщение метода расчета скорости туннельного захвата и эмиссии, развитого в работе [10] для случая вырожденных зон, и в невырожденном случае переходят в уравнения, использованные в этой работе. Скорости туннельных переходов электронов (дырок) $\omega_{c(v)} N_{c(v)}$ с рекомбинационного уровня в зону проводимости (валентную зону) также рассчитаны в работе [10] в приближении однородного поля, и в упрощенной форме имеют вид [12, 13]

$$\omega_c N_c = \frac{6 \cdot 10^5 E}{(E_g - E_t)} \exp\left\{-\frac{1,7 \cdot 10^7 E_g^{1/2} (E_g - E_t)^{3/2}}{E}\right\}; \tag{5}$$

$$\omega_c N_{vth} = \frac{6 \cdot 10^5 E}{E_t} \exp\left\{-\frac{1,7 \cdot 10^7 E_g^{1/2} E_t^{3/2}}{E}\right\},$$

где E — напряженность электрического поля в p - n -переходе, В/см;

величины E_g и E_t берутся в электрон-вольтах.

Рассмотрим область $x_2 - x_3$, в которой возможны туннельные переходы как из зоны проводимости, так и из валентной зоны. Подставим в уравнение $R_n = R_p$ выражения (1), (2) и (3) и найдем вероятность заполнения рекомбинационного уровня в ОПЗ $f_i(x)$:

$$f_i(x) = 1 -$$

$$\frac{n_1 \gamma_n + N_c \omega_c (1 - f_n) + p(x) \gamma_p + N_{vth} \omega_v f_p}{(n(x) + n_1) \gamma_n + (p(x) + p_1) \gamma_p + N_c \omega_c + N_{vth} \omega_v}. \tag{6}$$

Подставим найденную величину $f_i(x)$ в выражение для R_n или R_p из (1) и получим, что скорость ТАТ-рекомбинации на участке $x_2 - x_3$ в ОПЗ p - n -перехода равна

$$R(x) = N_t \left\{ \frac{\gamma_n \gamma_p (np - n_i^2) + N_c \omega_c N_{vth} \omega_v (f_p + f_n - 1)}{(n(x) + n_1) \gamma_n + (p(x) + p_1) \gamma_p + N_c \omega_c + N_{vth} \omega_v} + \right. \tag{7}$$

$$\left. + \frac{N_{vth} \omega_v \gamma_n (n(x) f_p - n_1 (1 - f_p)) + N_c \omega_c \gamma_p (p(x) f_n - p_1 (1 - f_n))}{(n(x) + n_1) \gamma_n + (p(x) + p_1) \gamma_p + N_c \omega_c + N_{vth} \omega_v} \right\}$$

Заметим, что слагаемые в числителе правой части выражения (7), пропорциональные произведению различных коэффициентов захвата, соответствуют разным каналам рекомбинации. Так, слагаемое, пропорциональное произведению $\gamma_n \gamma_p$, соответствует каналу рекомбинации с участием теплового захвата как электрона, так и дырки; слагаемое, пропорциональное $\omega_c \omega_v$, соответствует каналу рекомбинации с участием двух туннельных процессов; слагаемые, пропорциональные $\gamma_n \omega_v$ и $\gamma_p \omega_c$, соответствуют комбинированным каналам рекомбинации с участием теплового захвата одного носителя и туннельного захвата другого.

Из формул (5) следует, что для рекомбинационного уровня, лежащего в верхней части запрещенной зоны, выполняется неравенство $N_c \omega_c \gg N_{vth} \omega_v$. Рассмотрим также достаточно низкие температуры, когда справедливы соотношения $N_c \omega_c \gg n_1 \gamma_n$, $N_c \omega_c \gg p_1 \gamma_p$. Из рисунка видно, что в приближении постоянных квазиуровней Ферми в ОПЗ в области $x_2 - x_3$ выполняется условие $p < p_1$, а значит, и неравенство $N_c \omega_c \gg p_1 \gamma_p$.

В области $x_2 - x_3$ электроны не вырождены, и эффективная плотность состояний в зоне проводимости CdHgTe мала, поэтому будем считать, что имеет место соотношение $N_c \omega_c \gg n_1 \gamma_n$. Используя эти условия, получим из формулы (7) выражение, определяющее скорость ТАТ-рекомбинации на участке $x_2 - x_3$

$$R_{23}(x) = N_t \{ N_{vth} \omega_v (f_p + f_n - 1) + \gamma_p (p(x) f_n - p_1 (1 - f_n)) \} \tag{8}$$

Из рисунка видно, что в области $x_2 - x_3$ выполняется условие $\epsilon < F_n$, тогда разложим функции f_n , f_p (4) и сомножители, содержащие комбинации этих функций в формуле (8), сохранив первые не исчезающие члены. В результате получим соотношения $f_n + f_p - 1 = \exp((\epsilon - F_n)/(kT)) x \{ \exp((qV)/(kT)) - 1 \}$ и $p(x) f_n - p_1 (1 - f_n) = p_1 \exp((\epsilon - F_{p0})/(kT)) \exp((qV)/(kT)) - 1$, где F_{p0} — уровень Ферми в p -области в равновесии, отсчитанный от края валентной зоны.

Таким образом, в области $x_2 - x_3$ скорость рекомбинации пропорциональна $R_{23}(x) \propto \exp((qV)/(kT)) - 1$, а следовательно, вклад рассматриваемой области в темновой ток p - n -перехода можно записать в виде $J_{23} = q \int_{x_2}^{x_3} \times$

$$\times R_{23}(x) dx = \{ \exp((qV)/(kT)) - 1 \} q \int_{x_2}^{x_3} r_{23}(x) dx,$$

где $r_{23}(x) = N_t \exp((\epsilon - F_n)/(kT)) (N_{vth} \omega_v + \gamma_p p_1)$. Тогда вклад области $x_2 - x_3$ в дифференциальное сопротивление p - n -перехода равен

$$1/(R_{023} A) = (dJ_{23}/dV) \Big|_{V=0} = \frac{q^2}{kT} \int_{x_2}^{x_3} r_{23}(x) \Big|_{V=0} dx.$$

где A — площадь p - n -перехода. Иными словами, если скорость рекомбинации на каком-либо участке ОПЗ $a - b$ можно представить в виде произведения $R_{ab}(x) = (\exp((qV)/(kT)) - 1) r_{ab}(x, V)$, то вклад данного участка в дифференциальное сопротивление p - n -перехода можно предста-

вить в виде $1/(R_{0ab}A) = \frac{q^2}{kT} \int_a^b r_{ab}(x, 0) dx$. При

этом в формуле для R_{ab} член $\exp((qV)/(kT)) r_{ab}(x, V)$ обусловлен рекомбинацией носителей (захватом на рекомбинационный уровень), а член $r_{ab}(x, V)$ — тепловой генерацией (эмиссией с рекомбинационного уровня).

Вычислим интеграл $\int_{x_2}^{x_3} r_{23}(x) \Big|_{V=0} dx$ в приближении постоянного поля и получим, что вклад рассматриваемой области в дифференциальное сопротивление p - n -перехода равен

$$\frac{1}{R_{023}A} = \frac{q}{E} N_t (N_{vth} \omega_v + \gamma_p p_1) \exp\left(-\frac{F_{p0}}{kT}\right). \quad (9)$$

Отметим, что выражение (9) записано в предположении, что энергетический зазор $qV_{bi} - E_g$ порядка нескольких kT .

В области $x_3 - x_4$ туннельные переходы возможны только из зоны проводимости, и выполняется условие $\omega_v N_{vth} = 0$. Как и в предыдущем случае, будем считать, что здесь выполняются неравенства $\omega_c N_c \gg p_1 \gamma_p$; $\omega_c N_c \gg p_1 \gamma_p$; $\omega_c N_c \gg \gg n_1 \gamma_n$ и $\omega_c N_c \gg n_1 \gamma_n$. В области $x_3 - x_4$ выделим два участка $x_3 - x_{F1}$ и $x_{F1} - x_4$ (см. рисунок). На первом из них туннелирование электронов происходит из вырожденной n^+ -области, а на втором участке электроны туннелируют из невырожденной части зоны проводимости.

При выполнении приведенных выше условий из уравнения (7) получим, что на участке $x_3 - x_4$ скорость ТАТ-рекомбинации равна

$$R_{34}(x) = N_{tp}(p(x)f_n - p_1(1 - f_n)). \quad (10)$$

На участке $x_3 - x_{F1}$ выполняется условие $\epsilon < F_n$. Разложим функции f_n (4) и $1 - f_n$, сохранив первые не исчезающие члены, и преобразуем выражение (10) к виду $R_{3F}(x) = \{\exp((qV)/(kT)) - 1\} r_{3F}(x)$, где $r_{3F}(x) = N_{tp} p_1 \exp((\epsilon - F_n)/(kT))$. Тогда вклад рассматриваемой области в дифференциальное сопротивление p - n -перехода в приближении постоянного поля равен

$$\frac{1}{R_{03F}A} = \frac{q}{E} N_t \gamma_p p_1. \quad (11)$$

Рассмотрим теперь участок $x_{F1} - x_4$, на котором выполняется условие $\epsilon > F_n$. Разложим функции f_n (4) и $1 - f_n$, сохранив первые не исчезающие члены, и преобразуем выражение (10)

к виду $R_{F4}(x) = \{\exp((qV)/(kT)) - 1\} r_{F4}(x)$, где $r_{F4}(x) = N_{tp} p_1$. Тогда вклад рассматриваемого участка в дифференциальное сопротивление p - n -перехода в приближении постоянного поля определяется выражением

$$\frac{1}{R_{0F4}A} = \frac{q}{E} \frac{E_t}{kT} N_t \gamma_p p_1. \quad (12)$$

Из уравнений (11) и (12) следует, что $1/(R_{0F4}A) \gg 1/(R_{03F}A)$, поэтому участок ОПЗ $x_{F1} - x_4$ дает больший вклад в дифференциальную проводимость p - n -перехода, чем участок $x_3 - x_{F1}$.

При расчете дифференциального сопротивления (12) мы предполагали, что выполняется условие $\omega_c N_c \gg p_1 \gamma_p$. Данное допущение может не выполняться при достаточно больших концентрациях легирующей примеси N_a в p -области. Оценки показывают, что учет условия $\omega_c N_c \approx p_0 \gamma_p$ приведет к появлению в выражении (12) поправки $1/(\delta R_{0F4}A)$ порядка $(R_{0F4}A)/(\delta R_{0F4}A) \sim kT/E_t$.

Проанализируем вклад области $x_1 - x_2$ в дифференциальное сопротивление p - n -перехода. В рассматриваемой области туннельные переходы на рекомбинационный уровень возможны только из валентной зоны, и выполняется условие $\omega_c N_c = 0$. Рассмотрим участок $x_F - x_2$, где электроны не вырождены. Проанализируем ситуацию, когда выполняются неравенства $\omega_v N_{vth} \gg p_1 \gamma_p$, $\omega_v N_{vth} \gg p_1 \gamma_p$, $\omega_v N_{vth} \gg n_1 \gamma_n$ и $\omega_v N_{vth} \gg n_1 \gamma_n$, что реализуется при достаточно большой концентрации акцепторов в ОПЗ p - n -перехода ($N_a \geq 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) и концентрации доноров вблизи металлургической границы p - n -перехода $N_d \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$. В этом случае из формулы (7) получим выражение, определяющее скорость рекомбинации на участке $x_F - x_2$

$$R_{12}(x) = N_{tn} \{n(x) f_p - n_1 (1 - f_p)\}. \quad (13)$$

На участке $x_1 - x_2$ выполняется условие $\epsilon < F_n$. Разложим функцию f_p (4) и $1 - f_p$, сохранив первые не исчезающие члены, и преобразуем выражение (13) к виду $R_{12}(x) = \{\exp((qV)/(kT)) - 1\} \times r_{12}(x)$, где $r_{12}(x) = N_{tn} n_1$. Тогда, полагая для простоты, что ширина участка $x_F - x_2$ равна $(E_g - E_t)/(qE)$, получим, что в приближении постоянного поля вклад рассматриваемой области в дифференциальное сопротивление p - n -перехода равен

$$\frac{1}{R_{021}A} = N_t \frac{q}{kT} \frac{E_g - E_t}{E} \gamma_n n_1. \quad (14)$$

В работе [6] показано, что в n^+ - p -переходах на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ состава $x \approx 0,2$, изготовленных ионной имплантацией, концентрация

акцепторов в ОПЗ p - n -перехода может быть существенно меньше, чем в подложке p -типа. Так, при концентрации акцепторов в подложке $N_a = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ концентрация акцепторов в ОПЗ может быть меньше $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, что соответствует напряженности встроенного электрического поля менее $3 \cdot 10^3 \text{ В/см}$. Оценки показывают, что в этом случае для рекомбинационного уровня в HgCdTe , отстоящего примерно на 30 мэВ от дна зоны проводимости, с сечениями захвата электронов и дырок, соответственно равными $\sigma_n = 10^{-6} \text{ см}^{-2}$ и $\sigma_p = 10^{-17} \text{ см}^{-2}$ [15], при концентрации доноров вблизи металлургической границы p - n -перехода $N_d = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, должны выполняться неравенства $\gamma_n n \gg \gamma_p p$, $\gamma_n n \gg \gamma_p p_1$, $\gamma_n n \gg \omega_v N_{vth}$, $\gamma_n n \gg \gamma_n n_1$. Тогда из уравнения (7) получим, что скорость рекомбинации на участке $x_1 - x_2$ равна

$$R_{12}(x) = N_i \frac{\gamma_p (np - n_i^2) + N_{vth} \omega_v (n(x) f_p - n_1 (1 - f_p))}{n} \quad (15)$$

В рассматриваемом случае выполняется условие $\epsilon < F_n$. Действуя, как и в предыдущих случаях, преобразуем выражение (15) к виду $R_{12}(x) = \{\exp((qV)/(kT)) - 1\} r_{12}(x)$, где $r_{12}(x) = N_i \{\gamma_p n_i^2 + N_{vth} \omega_v n_1\} / n$. Тогда в приближении постоянного поля вклад рассматриваемой области в дифференциальное сопротивление p - n -перехода равен

$$\frac{1}{R_{021A}} = \frac{qN_i}{E} (N_{vth} \omega_v + \gamma_p p_1) \exp\left(-\frac{F_{p0} + qV_{bi} - E_g}{kT}\right) \quad (16)$$

Проанализируем теперь вклад вырожденного участка ОПЗ $x_1 - x_F$ в дифференциальное сопротивление p - n -перехода. Рассмотрим ситуацию, когда число переходов носителей в единицу времени между зоной проводимости и рекомбинационным уровнем намного превосходит число переходов между валентной зоной и рекомбинационным уровнем, т. е. выполняются условия $\gamma_n n \gg \gamma_p p$, $\gamma_n n \gg \gamma_p p_1$, $\gamma_n n \gg \omega_v N_{vth}$, $\gamma_n n \gg \gamma_n n_1$.

Вероятность заполнения рекомбинационного уровня электроном в состоянии термодинамического равновесия дается функцией Ферми: $f_i^0 = 1 / (1 + \exp\{(\epsilon_i(x) - F_{n0}) / (kT)\})$, где $\epsilon_i(x)$ — энергия рекомбинационного уровня в точке x .

При небольших смещениях p - n -перехода на участке $x_1 - x_F$ ОПЗ, прилегающем к n^+ -области, концентрация основных носителей — электронов практически не меняется, т. е. $F_n \approx F_{n0}$. Поэтому для расчета скорости ТАТ-рекомбинации подставим равновесную функцию f_i^0 и выражение для f_p (4) в формулы

(2) и (3), а также в выражение для эффективной скорости рекомбинации дырок R_p (1). Воспользуемся тем, что в рассматриваемом случае выполняется условие $\epsilon < F_{n0}$, и разложим функцию f_p , сохранив первый не исчезающий член. В результате получим, что скорость ТАТ-рекомбинации на участке $x_1 - x_F$ может быть представлена в виде $R_{1F}(x) = \{\exp((qV)/(kT)) - 1\} r_{1F}(x)$, где $r_{1F}(x) = N_i (N_{vth} \omega_v + \gamma_p p_1) \exp\{(\epsilon_i(x) - F_{n0}) / (kT)\}$.

Тогда в приближении постоянного поля при выполнении условия $F_{n0} < E_g - E_i$ вклад области $x_1 - x_F$ в дифференциальное сопротивление p - n -перехода равен

$$\frac{1}{R_{01FA}} = \frac{qN_i}{E} (N_{vth} \omega_v + \gamma_p p_1) \exp\left(\frac{E_i - E_g}{kT}\right) \quad (17)$$

Заметим, что из формул (16) и (17) следует, что $R_{012A} / (R_{01FA}) = \exp\{(\epsilon_i - E_g + F_{n0}) / (kT)\} \ll 1$, т. е. вклад вырожденного участка $x_1 - x_F$ в дифференциальную проводимость p - n -перехода много меньше вклада невырожденного участка $x_F - x_2$. Расчеты показывают, что в случае, когда выполняется условие $F_{n0} > E_g - E_i$, т. е. когда вырождена вся область $x_1 - x_2$, ее вклад в дифференциальную проводимость p - n -перехода совпадает с вкладом невырожденного участка $x_F - x_2$.

Обсудим физический смысл полученных результатов. При выполнении условий $\omega_c N_c \gg \omega_v N_{vth}$, $\omega_c N_c \gg p_1 \gamma_p$ и $\omega_c N_c \gg n_1 \gamma_n$ ТАТ-рекомбинация в области $x_2 - x_3$ контролируется тепловыми и туннельными переходами между рекомбинационным уровнем и валентной зоной, а для электронов зоны проводимости рекомбинационный уровень фактически является уровнем прилипания. Как было показано выше, скорость ТАТ-рекомбинации на каждом рассмотренном участке ОПЗ $a - b$ можно представить в виде $R_{ab}(x) = (\exp((qV)/(kT)) - 1) r_{ab}(x, V)$, где $r_{ab}(x, V)$ — скорость тепловой генерации (эмиссии с рекомбинационного уровня). Поэтому, как следует из уравнений (1)–(3), проводимость p - n -перехода пропорциональна скорости эмиссии дырок $1 / (R_{023A}) \propto e_{ph} + e_{pt} = N_i (1 - f_i) p_1 \gamma_p + N_i (1 - f_i) \omega_v N_{vth} (1 - f_p)$. Из уравнения (6) следует, что в рассматриваемой области функция заполнения рекомбинационного уровня равна $1 - f_i(x)|_{V=0} = f_p$. Иными словами, в рассматриваемом приближении однородного поля ТАТ-рекомбинация в области $x_2 - x_3$ происходит в узком слое толщиной порядка kT/E , вблизи точки x_3 . В этом случае $f_p(x_3) = \exp(-F_{p0}/(kT))$ и $1 / (R_{023A}) \propto \exp(-F_{p0}/(kT))$.

В области $x_3 - x_4$ помимо неравенств, справедливых в области $x_2 - x_3$, выполняется условие $\omega_v N_{vth} = 0$. Таким образом, в данной области

ТАТ-рекомбинация контролируется только тепловыми переходами между рекомбинационным уровнем и валентной зоной, поэтому, как следует из уравнений (1) и (2), $1/(R_{034}A) \propto e_{pth} = =N_i(1-f_i) p_1 \gamma_p$. Из уравнений (6) и (4) следует, что в рассматриваемой области функция заполнения рекомбинационного уровня равна $f_i(x)|_{V=0} = f_n = 0$, следовательно, ТАТ-рекомбинация является однородной и $1/(R_{034}A) \propto E_i/E$.

В области $x_1 - x_2$ туннельные переходы в зону проводимости отсутствуют, т. е. $\omega_c N_c = 0$. При выполнении неравенств $\omega_v N_{vth} \gg \gamma_{pp}$, $\omega_v N_{vth} \gg \gamma_{pp} p_1$, $\omega_v N_{vth} \gg \gamma_{nn}$ и $\omega_v N_{vth} \gg \gamma_{nn} n_1$ ТАТ-рекомбинация контролируется тепловыми переходами между рекомбинационным уровнем и зоной проводимости, а для дырок валентной зоны рекомбинационный уровень фактически является уровнем прилипания. Тогда из уравнений (1) и (2) следует, что проводимость p - n -перехода пропорциональна скорости тепловой эмиссии электронов $1/(R_{012}A) \propto e_{nth} = N_d f_{n1} \gamma_n$. Из уравнений (6) и (4) следует, что в рассматриваемой области функция заполнения рекомбинационного уровня равна $f_i(x)|_{V=0} = f_n = 1$, т. е.

ТАТ-рекомбинация также является однородной и $1/(R_{012}A) \propto (E_g - E_i)/E$.

В случае, когда в области $x_1 - x_2$ выполняются условия $\gamma_{nn} \gg \gamma_{pp}$, $\gamma_{nn} \gg \gamma_{pp} p_1$, $\gamma_{nn} \gg \omega_v N_{vth}$, $\gamma_{nn} \gg \gamma_{nn} n_1$ ТАТ-рекомбинация контролируется тепловыми и туннельными переходами между рекомбинационным уровнем и валентной зоной, а для электронов зоны проводимости рекомбинационный уровень фактически является уровнем прилипания. Поэтому, как следует из уравнений (1)–(3), проводимость p - n -перехода $1/(R_{012}A) \propto e_{pth} + e_{pi} = N_i(1-f_i) p_1 \gamma_p + N_i(1-f_i) \times \times \omega_v N_{vth} (1-f_p)$. Из уравнения (6) следует, что в рассматриваемой области первый исчезающий член разложения функции заполнения рекомбинационного уровня равен $1 - f_i(x) = n_1/n(x)$.

Таким образом, в рассматриваемом случае ТАТ-рекомбинация происходит в узкой области (толщиной порядка kT/E) вблизи точки x_2 . Из рисунка видно, что $n_1/n(x_2) = \exp(-F_{n0}/(kT)) = =\exp(-(F_{p0} + qV_{bi} - E_g)/(kT))$ и $1/(R_{012}A) \propto \propto \exp(-(F_{p0} + qV_{bi} - E_g)/(kT))$.

С учетом полученных результатов проанализируем температурную зависимость дифференциального сопротивления вырожденного HgCdTe p - n -перехода. Из уравнений (9), (12) и (14) видно, что при достаточно высоких концентрациях акцепторов в ОПЗ ($N_a \geq 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ [6]), когда выполняются неравенства $\omega_v N_{vth} \gg N_d/n$, $\omega_v N_{vth} \gg n_1 \gamma_n$ и $\omega_v N_{vth} \gg p_1 \gamma_p$ дифференциальное сопротивление p - n -перехода контролируется

туннельными переходами из валентной зоны на участке $x_2 - x_3$, при этом, в достаточно широком температурном диапазоне $1/(R_0A) \propto \omega_v N_{vth}$. Тогда при понижении температуры должен произойти переход от термоактивационного участка температурной зависимости, обусловленного диффузионным механизмом, к участку насыщения, обусловленному ТАТ-рекомбинацией в ОПЗ.

При меньших концентрациях акцепторов в ОПЗ ($N_a \leq 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ [6]), когда выполняется условие $\gamma_n N_d \gg \omega_v N_{vth}$, температурная зависимость дифференциального сопротивления HgCdTe p - n -перехода носит более сложный характер. Из уравнений (9), (12) и (16) видно, что при не слишком низких температурах, когда выполняется условие $p_1 \gamma_p \gg \omega_v N_{vth}$, скорость рекомбинации ТАТ-механизма контролируется тепловыми переходами из валентной зоны на рекомбинационный уровень в областях $x_2 - x_3$ и $x_3 - x_4$ и температурная зависимость дифференциального сопротивления носит термоактивационный характер $1/(R_0A) \propto \gamma_p p_1 \propto \exp(-E_i/(kT))$. По мере дальнейшего понижения температуры преобладающими становятся туннельные переходы из валентной зоны, и температурная зависимость дифференциального сопротивления меняется: при низких температурах, когда выполняется условие $\omega_v N_{vth} \gg p_1 \gamma_p$, $1/(R_0A) \propto \omega_v N_{vth}$. При этом дифференциальное сопротивление будет определяться областью туннельных переходов $x_2 - x_3$.

Таким образом, при малой концентрации акцепторов в ОПЗ n^+ - p -перехода температурная зависимость дифференциального сопротивления может иметь два термоактивационных участка и участок насыщения.

Заключение

Проанализирована ТАТ-рекомбинация в вырожденных n^+ - p -переходах на основе HgCdTe в рамках модели одного рекомбинационного уровня, находящегося в верхней половине запрещенной зоны, и рассчитано дифференциальное сопротивление такого p - n -перехода. Показано, что при относительно высоких температурах ТАТ-рекомбинацию в ОПЗ контролируют тепловые переходы между рекомбинационным уровнем и валентной зоной, а при понижении температуры ниже определенного значения ТАТ-рекомбинацию начинают контролировать туннельные переходы между рекомбинационным уровнем и валентной зоной, происходящие на участке ОПЗ, на котором перекрываются валентная зона и зона проводимости. Смена типа переходов, контролирующих ТАТ-реком-

бинацию, объясняет экспериментально наблюдаемый эффект насыщения температурной зависимости R_{0A} в области низких температур.

Литература

1. Гуменюк-Сычевская Ж. В., Сизов Ф. Ф., Овсяук В. Н., Васильев В. В., Исаев Д. Г. // ФТП. 2001. Т. 35. В. 7. С. 835.
2. Gumenjuk-Sichevskaya J. V., Sizov F. F. // Proc. SPIE. 1999. V. 3890. P. 132.
3. Кравченко А. Ф., Овсяук В. Н., Ромашко Л. Н. // Автометрия. 1998. № 4. С. 79.
4. Bovina L. A., Bourlakov I. D., Ivanov V. Y., Golovin S. V., Mansvetov N. G., Soliakov V. N., Stafeev V. I. // Proc. SPIE. 1998. V. 3819. P. 22.
5. Anderson W. W. // Infrared Physics. 1980. V. 20. P. 353.
6. Nemirovsky Y., Rosenfeld D., Adar R., Kornfeld A. // J. Vac. Sci. Technol. 1989. A7. № 2. P. 528.
7. Unikovsky A., Nemirovsky Y. // Appl. Phys. Lett. 1992. V. 61. № 3. P. 330.
8. Wong J. Y. // IEEE transactions on electron devices. 1980. V. ED-27. № 1. P. 48.
9. Arias J. M., Pasko J. G., Zandian M., Shin S. H., Williams G. M., Bubulac L. O. // Appl. Phys. Lett. 1993. V. 62. P. 976.
10. Anderson W. W., Hoffman H. J. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. № 12. P. 9130.
11. Omaggio J. P. // IEEE Transaction on electron devices. 1990. V. 37. № 1. P. 141.
12. Nemirovsky Y., Fastov R., Meyassed M., Unikovsky A. // J. Vac. Sci. Technol. 1991. V. B9. № 3. P. 1829.
13. Rosenfeld D., Bahir G. // IEEE transactions on electron devices. 1992. V. 39. № 7. P. 1638.
14. Бонч-Бруевич В. Л., Калашиков С. Г. Физика полупроводников. — М.: Наука, 1977, гл. IX. С. 307.
15. Барышев И. С. Свойства и применение узкозонных полупроводников. — Казань: Унипресс, 2000, гл. 6.

Trap assisted tunneling in structures with degenerated n^+ -p-junction on the basis of (CdHg)Te narrow gap alloys

A. Yu. Selyakov, V. P. Ponomarenko
ORION Research-and-Production Association, Moscow, Russia

Trap assisted tunneling in degenerated n^+ -p HgCdTe junction was analyzed. Approach of single recombination level located in top part of bandgap was used. Recombination rate and differential resistance of p-n-junction R_{0A} was calculated. It is shown, that when the temperature decrease below some value it take place a changing of transition type controlled the recombination in space charge region. The changing of transition type explain experimentally observable effect of saturation of R_{0A} temperature dependence in low temperature region.