1994 PHYSICS AND TECHNICS OF SEMICONDUCTORS Vol. 28, N 4

ВЛИЯНИЕ СИЛЬНОГО СВЧ ПОЛЯ НА ВОЛЬТ-АМПЕРНУЮ ХАРАКТЕРИСТИКУ p–n-ПЕРЕХОДА С ГОРЯЧИМИ НОСИТЕЛЯМИ ЗАРЯДА

Г.Гулямов, К.Б.Умаров

Наманганский индустриально-технологический институт, 716003, Наманган, Узбекистан
(Получена 4 октября 1993 г. Принята к печати 16 ноября 1993 г.)

Теоретически исследован процесс прохождения тока через p–n-переход с учетом рекомбинации носителей в области объемного заряда в сильном СВЧ поле. Получено выражение для вольт-амперной характеристики с учетом рекомбинации электронов и дырок на примесных центрах в области объемного заряда. Определена область напряжений, где рекомбинационный ток больше диффузионного тока горячих носителей. Установлено, что в сильном СВЧ поле рекомбинационный ток может преобладать над диффузионным даже при отрицательных напряжениях.

Вольт-амперная характеристика (ВАХ) p–n-перехода без учета рекомбинации горячих носителей в области перехода исследована в работе [1]. Теоретические выражения для ВАХ, полученные в предположении, что действие СВЧ поля на носители заряда сводится к увеличению температуры электронов и дырок, хорошо описывают результаты экспериментов в германиевых p–n-переходах. Однако, как показали дальнейшие исследования, выполненные на кремниевых p–n-переходах в сильных СВЧ полях [2,3], выражение для ВАХ, полученное в работе [1], не может объяснить экспериментальные результаты. Авторы [2,3] установили, что на формирование эдс и токов в кремниевых p–n-переходах в сильных СВЧ полях существенно влияют рекомбинационные процессы в области объемного заряда. Однако теоретическое выражение для ВАХ p–n-перехода с горячими носителями заряда в сильном СВЧ поле с учетом рекомбинациооных токов в области объемного заряда до сих пор не получено и это является целью данной работы.

Как и в работе [1], предположим, что p–n-переход помещен в волновод. Под действием сильного СВЧ поля, электрическая составляющая которого расположена параллельно плоскости p–n-перехода, по всему диоду установится электронная T_e и дырочная T_h температуры. Концентрацию электронов и дырок в n- и p- областях обозначим n_n, p_n и

n_p, p_p соответственно. Предположим, что в запрещенной зоне имеется один рекомбинационный уровень E_t с концентрацией N_t. Изменение числа электронов в зоне проводимости вследствие рекомбинации описывается уравнением [4]:

$$-\left(\frac{dn}{dt}\right)_r = \frac{\gamma_1\gamma_2 N_t(pn - p_0 n_0)}{\gamma_1(n+n_1)+\gamma_2(p+p_1)}, \tag{1}$$

где γ_1 и γ_2 — коэффициенты захвата носителей центром рекомбинации, n и p — концентрации носителей в p–n-переходе, n_0 и p_0 — концентрации носителей в термодинамическом равновесии.

$$n_1 = N_c \mathrm{e}^{-E_t/kT}, \quad p_1 = N_v \mathrm{e}^{-\frac{E_g - E_t}{kT}}, \tag{2}$$

n_1 и p_1 — концентрации электронов и дырок в образце в термодинамическом равновесии, когда уровень Ферми проходит через рекомбинационный уровень. N_c и N_v — плотности состояний в зоне проводимости и в валентой зоне. Под воздействием СВЧ волны и внешнего поля концентрации носителей в бласти объемного заряда изменяются следующим образом:

$$p(x) = p_p \mathrm{e}^{-\frac{e\varphi_0 - eU - e\varphi(x)}{kT_h}}, \quad n(x) = n_n \mathrm{e}^{-\frac{e\varphi(x)}{kT_e}}. \tag{3}$$

Здесь φ_0 — высота равновесного барьера, $\varphi(x)$ — потенциал в переходе, U — напряжение, приложенное к переходу.

Полный рекомбинационный ток в переходе вычисляется с помощью интеграла [4]:

$$j_r = e\int_{-L_p}^{L_n}\left(\frac{dn}{dt}\right)_r dx, \tag{4}$$

где L_p и L_n — границы области объемного заряда в p- и n-областях.

Поставив (3) в (1) и затем (1) и затем в (4), получим следующее выражение для рекомбинационного тока:

$$j_r = e\int_{-L_p}^{L_n}\frac{n_i^2\left(\mathrm{e}^{\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e\varphi(x)}{kT_e} - \frac{e\varphi_0 - eU - e\varphi(x)}{kT_h}} - 1\right)}{A+B}. \tag{5}$$

Здесь

$$A = \tau_{po} n_1 + \tau_{no} p_1, \tag{6}$$

$$B = \tau_{po} n + \tau_{no} p = \tau_{po} n_n \mathrm{e}^{-\frac{e\varphi(x)}{kT_e}} + \tau_{no} p_p \mathrm{e}^{-\frac{e\varphi_0 - eU - e\varphi(x)}{kT_h}}, \tag{7}$$

$$\tau_{po} = 1/\gamma_2 N_t, \quad \tau_{no} = 1/\gamma_1 N_t.$$

При получении (5) было учтено, что

$$n_0 p_0 = n_i^2, \quad n_n p_p = n_i^2 \mathrm{e}^{\frac{e\varphi_0}{kT}}.$$

Для того, чтобы вычислить рекомбинационный ток, проанализируем подынтегральное выражение. Показатель в подынтегральном выражении — монотонная функция $\varphi(x)$:

$$\frac{e\varphi_0}{kT}\left(1-\frac{T}{T_h}\right)+\frac{eU}{kT_h}+\frac{e\varphi(x)}{kT_h}\left(1-\frac{T_h}{T_e}\right), \tag{8}$$

т.е. своего наибольшего и наименьшего значения он достигает на границах $p-n$-перехода. Если $T_h > T_e$, то выражение (8) максимально в n-области, а если $T_h < T_e$, оно максимально в p-области. Когда температуры электронов и дырок равны ($T_e = T_h$), выражение (8) не зависит от $\varphi(x)$. Знаменатель подынтегрального выражения состоит из двух частей. A не зависит от концентрации носителей, тогда как величина второго слагаемого B, имеет резкий минимум в области объемного заряда. Когда концентрации носителей в $p-n$-переходе достаточно велики, они определяют значение знаменателя.

Найдем значение потенциала φ_m, соответствующее минимальному значению B. Для этого приравняем нулю производную от зависимости $B(y)$:

$$\tau_{p0}n_n e^{\frac{-e\varphi_m}{kT_e}}=\left(\frac{T_h}{T_e}\right)^{-1}\tau_{no}p_p e^{-\frac{e\varphi_0-eU-e\varphi_m}{kT_h}},$$

отсюда находим

$$\varphi_m=\frac{\varphi_0-U}{\left(\frac{T_h}{T_e}+1\right)}+\frac{1}{\frac{e}{k}\left(\frac{1}{T_e}+\frac{1}{T_h}\right)}\ln\left(\frac{T_h\tau_{po}n_n}{T_e\tau_{no}p_p}\right). \tag{9}$$

В симметричном $p-n$-переходе, когда $n_n = p_p$, $T_e = T_h$ и $\tau_{po} = \tau_{no}$, точка минимума находится в середине перехода и $\varphi_m = (\varphi_0 - U)/2$. Если n_n и p_p, τ_{p0} и τ_{n0}, а также T_e и T_h сильно различаются, то φ_m также может сильно отклоняться от середины барьера. В частном случае, когда $T_h = T_e = T$, а также $U = 0$ из (9) имеем

$$\varphi_m=\frac{\varphi_0}{2}+\frac{kT}{2e}\ln\left(\frac{n_n\tau_{p0}}{p_p\tau_{no}}\right). \tag{10}$$

Это выражение приблизительно совпадает с выражением (16) работы [3], которое получено для оценки значения потенциала V_x, где происходит интенсивная рекомбинация электронов и дырок.

Подставляя (9) в (7), находим минимальное значение B:

$$B_{min}=\tau_{n0}p_p\left(\frac{T_h}{T_e}\frac{\tau_{p0}}{\tau_{n0}}\frac{n_n}{p_p}\right)^{\frac{T_e}{T_e+T_h}}\exp\left[-\frac{e(\varphi_0-U)}{k(T_e+T_h)}\right]. \tag{11}$$

Для того чтобы выражение (11) определяло рекомбинационный ток в $p-n$-переходе, должно выполняться следующее соотношение:

$$(n+p)_{\min}/2 > n_1, p_1. \tag{12}$$

Здесь $(n+p)_{\min}$ — минимальное значение суммы концентрации электронов и дырок. В $p-n$-переходе с горячими носителями

$$\frac{(n+p)_{\min}}{2} = n_i e^{\frac{e\varphi_0}{2kT} - \frac{e(\varphi_0 - U)}{k(T_h + T_e)}}. \qquad (13)$$

С учетом (13) для оценочного выражения (12) имеем

$$n_i e^{\frac{e\varphi_0}{2kT} - \frac{e(\varphi_0 - U)}{k(T_h + T_e)}} > N_c e^{\frac{E_t}{kT}},$$

а учитывая, что

$$n_i = (N_c N_v)^{1/2} e^{-\frac{E_g}{2kT}}, \quad (N_c N_v)^{1/2} \sim N_c,$$

из последнего неравенства получим следующее неравенство для напряжения:

$$eU > \frac{T_e}{T}(E_g - 2E_t) - e\varphi_0 \left(\frac{T_e}{T} - \frac{T_e}{T_h}\right). \qquad (14)$$

При значениях напряжения смещения U, которые удовлетворяют неравенству (14), второй член знаменателя подынтегрального выражения определяет рекомбинационный ток. При $B > A$ вблизи минимального значения B подынтегральное выражение имеет резкий максимум. Ширину слоя Δx, где потенциал изменяется в пределах от $\varphi_m - kT_e$ до $\varphi_m + kT_e$, определяем из последующего соотношения:

$$\Delta x = \frac{\Delta\varphi}{\left(\frac{d\varphi}{dx}\right)_{\varphi_{\min}}} \simeq \frac{2kT_e L}{e(\varphi_0 - U)}. \qquad (15)$$

Здесь $L = L_n + L_p$ — ширина области объемного заряда. Следовательно, этот участок $p-n$-перехода дает основной вклад в интеграл (5). Поэтому приближенно оценим этот интеграл, опустив первое слагаемое в знаменателе, а во втором слагаемом, подставив $\varphi = \varphi_m$, заменим интегрирование по x умножением на Δx:

$$j_r = \frac{en_i^2 \left\{\exp\left[\frac{e\varphi_0}{kT}\left(1 - \frac{T}{T_h}\right) + \frac{eU}{kT_h} + \frac{e\varphi_m}{kT_h}\left(1 - \frac{T_h}{T_e}\right)\right] - 1\right\}}{B_{\min}} \Delta x. \qquad (16)$$

В частном случае, когда $T_e = T_h$, подставляя значения $B_{\min}$ и Δx, получаем следующее выражение для рекомбнационного тока в $p-n$-переходе (при $\tau_{p0} \simeq \tau_{n0} \simeq \tau$):

$$j_r = \frac{n_i L}{\tau} \frac{kT_e}{(\varphi_0 - U)} \exp \frac{e}{2k}\left[\frac{\varphi_0}{T}\left(1 - \frac{T}{T_e}\right) + \frac{U}{T_e}\right]. \qquad (17)$$

Таким образом, для напряжений U, удовлетворяющих условию (14), рекомбинационный ток зависит от внешнего напряжения по закону $\sim \exp(eU/2kT_e)$.

Полный поток через p—n-переход состоит из диффузионного тока электронов и дырок и рекомбинационного тока:

$$j = j_0 + j_r.$$

Диффузионный ток, согласно [1], определяется следующим выражением:

$$j_0 = j_{sn}\left(\mathrm{e}^{\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U)}{kT_e}} - 1\right) + j_{sp}\left(\mathrm{e}^{\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U)}{kT_h}} - 1\right), \tag{18}$$

$$j_{sn} = eL_n n_p/\tau_{n0}, \quad j_{sp} = eL_p p_n/\tau_{p0}.$$

При $T_e = T_h$ диффузионный ток принимает вид

$$j_0 = j_s\left(\mathrm{e}^{\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U)}{kT_e}} - 1\right), \tag{19}$$

$$j_s = j_{sn} + j_{sp}.$$

Условие, когда ток через p—n-переход определяется рекомбинацией в области объемного заряда, получается из следующего неравенства:

$$j_r/j_0 > 1. \tag{20}$$

Подставив (17) и (19) в (20) и учитывая, что

$$n_p = n_i \exp(e\varphi_0/2kT), \quad n_i = (N_c N_v)^{1/2}\exp(-E_g/2kT),$$

получаем следующее неравенство:

$$\frac{L}{\bar{L}} \cdot \frac{kT_e}{e(\varphi_0 - U)} \exp\Big[e(\varphi_0 - U)/2kT_e\Big] \gg 1. \tag{21}$$

Здесь $\bar{L} = (L_{p0}L_{n0})^{1/2}$. Решение этого неравенства имеет вид

$$\frac{e(\varphi_0 - U)}{kT_e} > Z_k. \tag{22}$$

Здесь Z_k решение следующего трансцендентного уравнения:

$$\frac{\bar{L}}{L} Z = \mathrm{e}^{z/2}. \tag{23}$$

Итак, напряжение, при котором рекомбинационный ток через p—n-переход больше диффузионного, определяется условием

$$U < \varphi_0 - \frac{kT_e}{e} Z_k. \tag{24}$$

Отсюда видно, что с ростом электронной температуры верхняя граница области напряжения, в которой преобладает рекомбинационный ток, сдвигается в сторону меньших напряжений. Объединив условия

(14) и (24), получаем следующее соотношение для значений напряжения смещения, в пределах которого наблюдается рекомбинационный ток:

$$\varphi_0 - \frac{kT_e}{e} Z_k > U > \frac{T_e}{T} \frac{(E_g - 2E_t)}{e} - \varphi_0 \left(\frac{T_e}{T} - 1 \right). \quad (25)$$

Из этого соотношения видно, что границы значений напряжения, при которых наблюдается рекомбинационный ток, определяются параметрами полупроводника и температурой (L_p, L, φ_0, E_g, E_t, T, T_e). Если разогрева нет, то условие (25) переходит в соответствующий критерий наблюдения рекомбинационного тока [4]. Например, когда рекомбинационный уровень E_t расположен в середине запрещенной зоны, область напряжений, при которых преобладает рекомбинационный ток, определяется следующим условием:

$$\varphi_0 - \frac{kT_e}{e} Z_k > U > -\varphi_0 \left(\frac{T_e}{T} - 1 \right).$$

Отсюда следует, что при разогреве носителей рекомбинационный ток может наблюдаться и при отрицательных напряжениях смещения, приложенных к переходу. (Напомним, что обычно для наблюдения рекомбинационного тока в p–n-переходе необходимо приложить достаточно большое положительное напряжение [4]). Причина этого заключается в том, что при разогреве носителей тока СВЧ волной даже при отрицательных напряжениях электроны и дырки интенсивно инжектируются в область объемного заряда. Поступившие из базы диода горячие электроны и дырки, встретившись в области объемного заряда, интенсивно рекомбинируют, что приводит к большому рекомбинационному току. Действительно, в кремниевых p–n-переходах в сильных СВЧ полях и при отрицательных смещениях наблюдаются достаточно большие рекомбинационные токи [2,3].

Таким образом, проведенный анализ показывает, что в греющем СВЧ поле роль рекомбинационных процессов в p–n-переходе возрастает, область напряжений, в которой преобладает рекомбинационный ток над диффузионным, расширяется, и ее нижняя граница перемещается в сторону отрицательных напряжений, где в отсутствие СВЧ поля наблюдается только генерационный ток.

Список литературы

[1] А.И. Вейнгер, Л.Г. Парицкий, Э.А. Акопян, Г. Дадамирзаев. ФТП, **9**, 216 (1975).
[2] Н.А. Аблязимова, А.И. Вейнгер, В.С. Питанов. ФТП, **22**, 2001 (1988).
[3] Н.А. Аблязимова, А.И. Вейнгер, В.С. Питанов. ФТП. **26**, 1041 (1992).
[4] Г.Е. Пикус. Основы теории полупроводниковых приборов. М. (1965).

Редактор Т.А. Полянская