

ВЛИЯНИЕ ПОВЕРХНОСТНОЙ РЕКОМБИНАЦИИ НА ВОЛЬТ-АМПЕРНУЮ ХАРАКТЕРИСТИКУ $p-n$ -ПЕРЕХОДА В СИЛЬНОМ СВЧ ПОЛЕ

© Г. Гулямов

Наманганский индустриально-технологический институт,
716003 Наманган, Узбекистан
(Получена 7 октября 1994 г. Принята к печати 26 апреля 1995 г.)

Изучено влияние поверхностной рекомбинации на токи и эдс, генерируемые в $p-n$ -переходе в сильном СВЧ поле. Показано, что в сильном СВЧ поле скорость поверхностной рекомбинации сильно возрастает и результатом является увеличение рекомбинационного и генерационного токов. Установлено, что учет поверхностной рекомбинации приводит в тонких образцах к зависимости токов через $p-n$ -переход в сильном СВЧ поле от толщины образца.

При исследовании кремниевых $p-n$ -переходов в сильном СВЧ поле были обнаружены генерация токов и эдс аномально больших значений [1,2]. Для объяснения такого необычного поведения $p-n$ -перехода с горячими носителями тока авторы [1,2] привлекли рекомбинационные процессы в области объемного заряда $p-n$ -перехода. В этих экспериментах толщина образцов была одного порядка с диффузионной длиной неосновных носителей, а толщина p -области намного меньше диффузионной длины. При таких условиях в процессе прохождения тока через $p-n$ -переход становится существенным влияние рекомбинации через поверхностные состояния [3,4]. В свою очередь разогрев носителей заряда существенно влияет через рекомбинационные процессы на поверхностные состояния. До сих пор влияние поверхностной рекомбинации на электрические свойства $p-n$ -перехода в сильном СВЧ поле в литературе не обсуждалось. Цель настоящей работы — теоретическое изучение влияния поверхностной рекомбинации на вольт-амперную характеристику (ВАХ) $p-n$ -перехода в сильном СВЧ поле.

Сначала рассмотрим влияние разогрева носителей заряда СВЧ полем на скорость поверхностной рекомбинации. Как и в условиях экспериментов [1,2], предположим, что поверхность не соприкасается с каким-либо проводником. Для простоты примем, что неравновесные носители рекомбинируют через поверхностные центры с энергией E_t и концентрацией N_s . Пусть под воздействием СВЧ волны электроны и дырки разогреваются до температур T_e и T_h соответственно. Из

условия равенства нулю полного тока через поверхность образца следует, что потоки электронов и дырок к поверхности одинаковы и равны числу носителей q_s , рекомбинирующих на единице поверхности за единицу времени [3,4],

$$q_s = -\frac{N_s \gamma_{1s} \gamma_{2s} (p_s n_s - p_s^0 n_s^0)}{\gamma_{1s} (n_s + n_1) + \gamma_{2s} (p_s + p_1)}. \quad (1)$$

Здесь γ_{1s} и γ_{2s} — коэффициенты захвата электронов и дырок на поверхностные состояния,

$$\begin{aligned} n_1 &= N_c e^{-E_t/kT}, & p_1 &= N_v e^{-(E_g - E_t)/kT}, \\ n_s^0 &= n_0 e^{-e\varphi_0_s/kT}, & p_s^0 &= p_0 e^{e\varphi_0_s/kT}, \end{aligned} \quad (2)$$

где N_c и N_v — плотности поверхностных состояний в зоне проводимости и валентной зоне, T — температура решетки, n_0 и p_0 — равновесные концентрации носителей в квазинейтральных областях базы диода. При разогреве концентрации носителей на поверхности изменяются следующим образом:

$$n_s = n e^{-e\varphi_s/kT_c}, \quad p_s = p e^{e\varphi_s/kT_h}. \quad (3)$$

Пусть поверхность освещается сильно поглощающим светом. Под воздействием СВЧ поля и света изменяются концентрации носителей в квазинейтральной области,

$$n = n_0 + \Delta n, \quad p = p_0 + \Delta p.$$

Тогда

$$q_s = \frac{N_s \gamma_{1s} \gamma_{2s} [(n_0 + \Delta n)(p_0 + \Delta p) e^{(e\varphi_s/k)(1/T_h - 1/T_c)} - n_0 p_0]}{\gamma_{1s} [(n_0 + \Delta n) e^{-e\varphi_s/kT_c} + n_1] + \gamma_{2s} [(p_0 + \Delta p) e^{e\varphi_s/kT_h} + p_1]}. \quad (4)$$

Учитывая, что в квазинейтральной области $\Delta n = \Delta p$, выражение может быть представлено в виде

$$q_s = q_s^{(0)} + q_s^{(1)}, \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned} q_s^{(0)} &= \gamma n_0 p_0 \left[e^{(e\varphi_s/k)(1/T_h - 1/T_c)} - 1 \right], \\ q_s^{(1)} &= \gamma (n_0 + p_0 + \Delta n) e^{(e\varphi_s/k)(1/T_h - 1/T_c)} \Delta n, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\gamma = \frac{N_s \gamma_{1s} \gamma_{2s}}{[\gamma_{1s} (n + \Delta n) e^{-e\varphi_s/kT_c} + n_1] + \gamma_{2s} [(p + \Delta p) e^{e\varphi_s/kT_h} + p_1]}. \quad (7)$$

Отсюда видно, что величина $q_s^{(0)}$ не зависит от Δn и в зависимости от знака $(T_h^{-1} - T_c^{-1})\varphi_s$ может быть как положительной, так и отрицательной. В отсутствие разогрева или когда температуры электронов и дырок одинаковы ($T_e = T_h$) $q_s^{(0)}$ равно нулю. Но на практике обычно

$T_e \neq T_h$ и поэтому $q_s^{(0)}$ всегда отлично от нуля. Второе слагаемое, $q_s^{(1)}$, при малой инжекции прямо пропорционально Δn . В этом случае можно ввести понятие обобщенной скорости поверхностной рекомбинации для горячих носителей

$$s = \gamma(n_0 + p_0 + \Delta n)e^{(e\varphi_s/k)(1/T_h - 1/T_e)}. \quad (8)$$

Когда разогрева нет, $T_e = T_h = T$, переходим к ранее известному выражению для скорости поверхностной рекомбинации [3,4]. При $\Delta n \ll p_0 + n_0$ скорость поверхностной рекомбинации имеет вид

$$s = \frac{N_s \gamma_{1s} \gamma_{2s} (p_0 + n_0) e^{(e\varphi_s/k)(1/T_h - 1/T_e)}}{\gamma_{1s} n_1 + \gamma_{2s} p_1 + \gamma_{1s} n_0 e^A + \gamma_{2s} p_0 e^B},$$

$$A = \frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - u)}{kT_e} - \frac{e\varphi_{0s}}{kT_e}, \quad B = \frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi - u)}{kT_h} + \frac{e\varphi_{0s}}{kT_h}. \quad (9)$$

Отсюда видно, что скорость поверхностной рекомбинации сильно зависит от температуры носителей и от поверхностного потенциала φ_s .

Рассмотрим простой случай, когда температуры носителей одинаковы, $T_e = T_h$. Тогда s достигает максимума при выполнении условия

$$\gamma_{1s} n_0 e^{e\varphi_{sm}/kT_e} = \gamma_{2s} p_0 e^{-e\varphi_{sm}/kT_e}.$$

Отсюда поверхностный потенциал, когда скорость поверхностной рекомбинации достигает максимума, равен

$$\varphi_{sm} = \frac{kT_e}{2e} \ln \left(\frac{\gamma_{2s} p_0}{\gamma_{1s} n_0} \right).$$

Измеряя значение поверхностного потенциала φ_{sm} и мощность СВЧ волны, можно определить отношение коэффициентов захвата и его зависимость от температуры носителей и напряженности электрического поля.

Вычислим ВАХ p - n -перехода, помещенного в сильное СВЧ поле, с учетом поверхностной рекомбинации. Для упрощения расчетов предположим, что толщина p -области d намного меньше диффузионной длины L_n . Если образец осветить сильно поглощающимся светом со стороны p -области, то генерируемые светом электроны диффундируют от ее поверхности в сторону p - n -перехода и уйдут в n -область, создавая фотоэд горячих носителей, которая уменьшит высоту потенциального барьера. С другой стороны, если СВЧ волна греет носители заряда, то в p - n -переходе возникает ток горячих носителей в пропускном направлении. Когда свет поглощается на расстояниях, много меньших диффузионной длины L_n и толщины базы d , можно считать, что все носители генерируются на поверхности. Тогда электронный ток у освещаемой поверхности, $x = 0$, равен

$$j_n(0) = -eI_0 + eq_s^{(0)} + es\Delta n(0). \quad (10)$$

Здесь I_0 — число носителей, генерируемых светом за единицу времени, s — скорость поверхностной рекомбинации (9), $q_s^{(0)}$ определяется выражением (6).

Избыточная концентрация электронов у границы p - n -перехода при $x = d$ равна [5]

$$\Delta n(d) = n_p \left(e^{e\varphi_0/kT - e(\varphi_0 - u)/kT_e} - 1 \right). \quad (11)$$

Распределение носителей в p -области определяется решением уравнения непрерывности для электронов с граничными условиями (10) и (11). Когда толщина p -области d намного меньше диффузионной длины L_n , можно пренебречь рекомбинацией в объеме и считать электронный ток постоянным по всей длине $dn(dx) = \text{const}$. Следовательно,

$$n(x) - n(d) = [n(0) - n(d)](1 - x/d). \quad (12)$$

Тогда, согласно (10),

$$eD_n \frac{n(0) - n(d)}{d} = -eI_0 + eq_s^{(0)} + es\Delta n(0), \quad (13)$$

где D_n — коэффициент диффузии электронов.

Откуда

$$\Delta n(0) = \frac{\Delta n(d) + I_0(d/D_n) - q_s^{(0)}(d/D_n)}{1 + (d/D_n)s}. \quad (14)$$

Из (10), (13) и (14) для электронного тока находим

$$j_n = eD_n \frac{dn}{dx} = \frac{es\Delta n(d) - eI_0 + eq_s^{(0)}}{1 + (d/D_n)s}. \quad (15)$$

Подставив (11) в (15), находим

$$j_n = -\frac{eI_0 - eq_s^{(0)} - esn_p(e^{e\varphi_0/kT - e(\varphi_0 - u)/kT_e} - 1)}{1 + (d/D_n)s}. \quad (16)$$

Отсюда видно, что даже в отсутствие света ток через диод не зависит от внешнего смещения и равен $eq_s^{(0)}/(1 + ds/D_n)$. По аналогии с фототоком его можно называть СВЧ током.

Если в n -области свет не проникает, то добавочного тока дырок из этой области не возникает и дырочный ток зависит только от высоты потенциального барьера на p - n -переходе и от температуры дырок. Если считать n -область толстой ($d_n \gg L_p$), то дырочный ток определяется выражением [5]

$$j_p = \frac{eD_p D_n}{L_p} \left(e^{e\varphi_0/kT - e(\varphi_0 - u)/kT_h} - 1 \right). \quad (17)$$

Тогда полный ток через p - n -переход равен

$$j = j_n + j_p = e \frac{D_p p n}{L_p} \left(e^{e\varphi_0/kT - e(\varphi_0 - u)/kT_h} - 1 \right) + \frac{esn_p}{1 + (d/D_n)s} \left(e^{e\varphi_0/kT - e(\varphi_0 - u)/kT_e} - 1 \right) - \frac{eI_0 - eq_s^{(0)}}{1 + (d/D_n)s}. \quad (18)$$

Видно, что ток состоит из двух частей: темнового тока,

$$j(u, T_e, T_h) = e \frac{D_p p_n}{L_p} \left(e^{e\varphi_0/kT - e(\varphi_0 - u)/kT_h} - 1 \right) + e \frac{s n_p}{1 + (d/D_n)s} \left(e^{e\varphi_0/kT - e(\varphi_0 - u)/kT_e} - 1 \right) + \frac{eq_s^{(0)}}{1 + (d/D_n)s}, \quad (19)$$

и фототока,

$$j_{ph} = - \frac{eI_0}{1 + (d/D_n)s}. \quad (20)$$

Темновой ток (19) обусловлен разогревом носителей заряда и падением напряжения на $p-n$ -переходе, которое определяется как внешним источником, так и падением напряжения на нагрузке. Различие между (19) и результатами работы [5] состоит в том, что в работе [5] расчеты ВАХ были проделаны для толстых диодов, в которых толщины p - и n -областей гораздо больше диффузионных длин L_n и L_p , и поэтому поверхностной рекомбинацией пренебрегалось. В выражение (19) в предэкспоненциальный множитель для электронного тока входит скорость поверхностной рекомбинации s и размер p -области d . Это означает, что в образце наблюдается своеобразный размерный эффект: когда размеры образца сравнимы с характерными длинами, параметры диода начинают зависеть от размера p -области. В данном примере в качестве характерных длин выступают диффузионные длины L_n и L_p , а также характерная длина $L_s = s/D_n$, определяемая скоростью поверхностной рекомбинации. Таким образом, толщина базы диода и скорость поверхностной рекомбинации играют существенную роль при прохождении токов через $p-n$ -переход в сильном СВЧ поле. Как известно, в германиевых образцах скорость поверхностной рекомбинации мала [3]. Поэтому в германиевых $p-n$ -переходах [5] даже в сильных СВЧ полях рекомбинационный ток не наблюдается. К такому выводу можно прийти и из анализа выражения (19) для полного тока. Действительно, если $s \rightarrow 0$, в выражении (19) последние два члена, обусловленные поверхностной рекомбинацией, исчезают и основной ток определяется первым членом — тогда эта формула описывает результаты экспериментов на германиевых $p-n$ -переходах [5]. Когда скорость поверхностной рекомбинации большая, второй член становится определяющим. Так как скорость поверхностной рекомбинации согласно (9) сильно зависит от температуры носителей и поверхностного потенциала φ_s , с ростом мощности СВЧ волны предэкспоненциальный множитель в выражении для тока может сильно возрастать. В экспериментах [1,2] прослеживается сильный рост как прямого, так и обратного тока при возрастании мощности СВЧ волны (рис. 1 в [1] и [2]). Результаты работы [2] показывают, что СВЧ поле вызывает резкое увеличение прямого и обратного токов, что можно рассматривать как увеличение генерационного тока при обратном смещении и рекомбинационного тока при прямом смещении. Исследование этих токов в сильном СВЧ поле позволяет изучить скорость поверхностной рекомбинации и установить ее механизмы в сильных электрических полях.

Таким образом, в сильном СВЧ поле скорость поверхностной рекомбинации увеличивается. Вследствие этого в $p-n$ -переходах, толщина базы в которых меньше диффузионных длин неосновных носителей, при воздействии сильной СВЧ волны могут наблюдаться аномально большие токи и эдс. В образцах, где существенна поверхностная рекомбинация, в сильном СВЧ поле наблюдается своеобразный размерный эффект, заключающийся в сильной зависимости генерационных и рекомбинационных токов от толщины базы диода.

Список литературы

- [1] Н.А. Аблязимова, А.И. Вейнгер, В.С. Питанов. ФТП, **22**, 2001 (1988).
- [2] Н.А. Аблязимова, А.И. Вейнгер, В.С. Питанов. ФТП, **26**, 1041 (1992).
- [3] Г.Е. Пикус. *Основы теории полупроводниковых приборов* (М., 1965).
- [4] В.Л. Бонч-Бруевич, Г.С. Калашников. *Физика полупроводников* (М., 1977).
- [5] А.И. Вейнгер, Л.Г. Парицкий, Э.А. Акопян, Г. Дадамирзаев. ФТП, **9**, 216 (1975).

Редактор Л.В. Шаронова

The influence of surface recombination on the voltage-current characteristic of $p-n$ junction in a high SHF

G. Gulyamov

Namangan Industrial-Technological Institute, 716003 Namangan, Uzbekistan