

УДК 621.315.592

ВЛИЯНИЕ ГЕОМЕТРИИ ОБРАЗЦОВ НА ВОЛЬТ-АМПЕРНУЮ ХАРАКТЕРИСТИКУ p - n -ПЕРЕХОДА В СИЛЬНОМ СВЧ ПОЛЕ

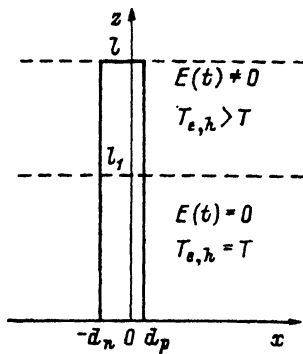
© Г. Гулямов, Б. Хамидова

Намаганский индустриально-технологический институт,
716003 Намаган, Узбекистан
(Получена 10 ноября 1994 г. Принята к печати 15 мая 1995 г.)

Исследовано влияние геометрии образца на вольт-амперную характеристику p - n -перехода в сильном СВЧ поле. Показано, что учет реальной геометрии образца и искажения волны в диоде позволяет объяснить anomalно большие значения эдс и тока короткого замыкания, а учет сопротивления базы диода — большие значения коэффициента неидеальности.

При исследовании горячих носителей в кремниевых p - n -переходах в сильном СВЧ поле были обнаружены anomalно большие значения термоэдс и коэффициента неидеальности в вольт-амперной характеристике (ВАХ) [1,2]. Вольт-амперные характеристики этих диодов сильно отличаются от идеальной даже в относительно слабых СВЧ полях, когда еще не заметен разогрев носителей. Существующие теории p - n -перехода в сильном СВЧ поле не учитывают реальную геометрию токов и полей внутри образца [3,4]. При анализе экспериментальных результатов необходимо учитывать, что часть образца находится вне волновода и в этих участках носители имеют температуру окружающей среды, а внутри волновода носители находятся в сильном СВЧ поле и разогреваются. На опыте измеряется суммарный ток или эдс всего диода, который состоит из холодных и горячих частей. Поэтому при анализе экспериментальных результатов необходимо проделать расчеты, учитывающие все эти обстоятельства. Цель настоящей работы — теоретическое исследование ВАХ и коэффициента неидеальности p - n -перехода с учетом реальной геометрии образца.

Расчеты токов проведены с учетом геометрии образцов, исследованных экспериментально [1,2]. Расположение образца и токовых контактов в поле СВЧ волны показано на рисунке. Начало координат разместим в нижней части образца, ось z направим вверх в плоскости p - n -перехода, а ось x направим перпендикулярно к плоскости перехода. Образец имеет длину l , верхняя часть $l_1 - l$ находится внутри волновода. На нижней части образца в точках $x = -d_n$ и $x = d_p$ расположены токовые контакты. Внутри волновода за счет взаимодействия



Расположение образца и токовых контактов в поле СВЧ волны.

СВЧ волны с образцом направлением электрического поля $\mathbf{E}(t)$ будет отличаться от направления поля исходной волны $\mathbf{E}_0(t)$, параллельного плоскости p - n -перехода. Распределение волны в образце имеет вид

$$\mathbf{E}(t) = \begin{cases} 0, & 0 < z < l_1, \\ \mathbf{E}_{\parallel}(t) + \mathbf{E}_{\perp}(t), & l_1 < z < l. \end{cases}$$

Здесь $\mathbf{E}_{\parallel}(t)$ и $\mathbf{E}_{\perp}(t)$ — параллельная и перпендикулярная составляющие электрического поля волны относительно плоскости перехода. Под воздействием волны в образце установится температура электронов (T_e) и дырок (T_h)

$$T_{e,h} = \begin{cases} T & \text{при } 0 < z < l_1, \\ > T & \text{при } l_1 < z < l. \end{cases}$$

Плотность полного тока в квазинейтральных областях диода определяется из условия непрерывности тока $\text{div } \mathbf{j} = 0$. Если на токовые контакты образца подать напряжение U_0 , то за счет падения напряжения в n -базе диода разность потенциалов между p - и n -областями будет изменяться по сечению p - n -перехода. Так, при $U_0 > 0$ и когда удельное сопротивление базы ρ не мало, в отсутствие СВЧ поля плотность тока в верхней части p - n -перехода будет много меньше, чем в нижней, т.е. ток в основном течет в нижней части диода. Поэтому удельное сопротивление базы и геометрия диода при пропускных внешних смещениях существенно влияют на распределение тока по сечению диода. Когда падение напряжения в базе существенно, а сопротивлением p -области можно пренебречь, напряжение в различных сечениях p - n -перехода равняется

$$U(z) = U_0 - \int_0^z \mathbf{E} dz, \quad (1)$$

где \mathbf{E} — напряженность электрического поля в базе. Считая сопротивление базы ρ постоянным и $\mathbf{E} = \rho \mathbf{j}$, где \mathbf{j} — плотность тока в базе, выражение (1) можем представить в следующем виде:

$$U(z) = U_0 - \int_0^z \rho j_x dz. \quad (2)$$

Здесь j_z — z -компонента плотности тока в базе диода. Используя условие непрерывности полного тока в базе диода, можно связать j_z с плотностью тока через переход соотношением

$$\int_{-d_n}^0 j_z dx = \int_z^l j_x[U(z)] dz. \quad (3)$$

Здесь $j_x[U(z)]$ — плотность тока через p - n -переход. Если n -область однородна, то для j_z получим

$$j_z(z) = \frac{1}{d_n} \int_z^l j_x(U) dz'. \quad (4)$$

Тогда для определения $U(z)$ получим следующее интегральное уравнение:

$$U(z) = U_0 - \frac{\rho}{d_n} \int_0^z dz' \int_{z'}^l j_x[U(z'')] dz''. \quad (5)$$

Плотность тока $j_x[U(z)]$ состоит из диффузионного (j_d) и рекомбинационного (j_r) токов через p - n -переход:

$$j_x[U(z)] = j_d[U(z)] + j_r[U(z)]. \quad (6)$$

Если толщины n - и p -областей d_n , d_p меньше диффузионных длин L_p и L_n , то становится существенной поверхностная рекомбинация и j_d принимает вид

$$j_d = \frac{en_p s_n}{1 + d_n/L_p} \left(e^{\varphi_0 - \frac{\varphi_0 - U - \bar{U}_\sim}{\theta_e}} - 1 \right) + \frac{ep_n s_p}{1 + d_p/L_n} \left(e^{\varphi_0 - \frac{\varphi_0 - U - \bar{U}_\sim}{\theta_n}} - 1 \right). \quad (7)$$

Здесь φ_0 — равновесная высота барьера, \bar{U}_\sim — смещение, обусловленное модуляцией барьера перпендикулярной составляющей СВЧ волны,

$$\bar{U}_\sim(t) = \int_{-d_n}^{d_p} E_t(t) dx,$$

s_n и s_p — скорости поверхностной рекомбинации. В выражении (7) потенциалы φ_0 , \bar{U}_\sim , U и температуры $\theta_{e,h} = T_{e,h}/T$ берутся в безразмерных единицах.

Когда температуры электронов и дырок одинаковы, рекомбинационный ток определяется выражением [4]

$$j_r \simeq (en_i \mathcal{L} / \bar{\tau}) \frac{\theta_e}{\varphi_0 - U} e^{\frac{1}{2} \left(\varphi_0 - \frac{\varphi_0 - U - \bar{U}_\sim}{\theta_e} \right)}. \quad (8)$$

Здесь $\bar{\tau} = \sqrt{\tau_n \tau_p}$, \mathcal{L} — ширина области объемного заряда.

$$I = \int_0^l j_x(z) dz. \quad (9)$$

Система уравнений (5)–(9) позволяет вычислить ВАХ диода.

Для того, чтобы изучить влияние геометрии образца на ВАХ и коэффициент неидеальности, рассмотрим частный случай.

Пусть отсутствует СВЧ волна, а ток через диод определяется поверхностной рекомбинацией. Тогда

$$j = j_d = j_{ds}[e^{U(z)} - 1],$$

$$j_{ds} = \frac{en_p s_n}{1 + d_n/L_p} + \frac{ep_n s_p}{1 + d_p/L_n}.$$

ВАХ диода можно представить в следующем виде:

$$I = w \int_0^l j_{ds} [e^{U_0 - U_b(z)} - 1] dz, \quad (10)$$

где w — ширина образца. Используя теорему о среднем значении, можно написать

$$I = I_s [e^{U_0 - \bar{U}_b} - 1]. \quad (11)$$

Здесь

$$\int_0^l e^{-U_b(z)} dz = l e^{-\bar{U}_b}, \quad I_s = j_{ds} w d_n,$$

$$U_b(z) = \rho \int_0^z dz' \int_{z'}^l j(z'') dz''.$$

$U_b(z)$ — падение напряжения в базе диода, \bar{U}_b — функция U_0 и ее значение находится в пределах $U_0 > \bar{U}_b > 0$. Пренебрежем падением напряжения в базе, тогда $\bar{U}_b = 0$ и из (11) получаем ВАХ идеального диода. Определим коэффициент неидеальности ВАХ соотношением [2]

$$m = \frac{dU_0}{d \ln(1 + I/I_s)}. \quad (12)$$

Используя (11), получаем

$$m = \frac{1}{1 - d\bar{U}_b/dU_0}. \quad (13)$$

Отсюда видно, что когда часть напряжения падает на базе диода, коэффициент неидеальности больше единицы. Если сопротивление базы $\rho = 0$, $dU_b/dU_0 = 0$, тогда согласно (13) $m = 1$. Когда $\rho \neq 0$, то $dU_b/dU_0 \neq 0$ и поэтому всегда $m > 1$. Если для оценки m падение напряжения в базе диода представить в виде $U_b = IR_b$, то получаем следующее выражение:

$$m = \frac{1}{1 - R_b \partial I / \partial U_0} = \frac{1}{1 - R_b / R_g}. \quad (14)$$

Здесь $R_g = \partial U / \partial I$ — дифференциальное сопротивление диода, оно состоит из сопротивления p - n -перехода R_{pn} и сопротивления базы R_b : $R_g = R_{pn} + R_b$. Когда $R_b \ll R_{pn}$, коэффициент m равен единице, когда R_b порядка сопротивления перехода R_{pn} , m может существенно отличаться от единицы. В отсутствие разогрева уравнение (5) легко решается аналитически, когда $U \gg 1$, $U < 1$ и $U < -1$. Расчеты показали, что когда удельное сопротивление базы стремится к нулю, $\rho \rightarrow 0$, ВАХ диода совпадает с идеальной $I = I_s(\exp U_0 - 1)$ и коэффициент m всегда равен единице. Когда $\rho \neq 0$, ВАХ диода отличается от идеальной. Легко показать, что для больших прямых напряжений $U_0 \gg 1$ при $\rho \rightarrow \infty$ $m = 2$, для малых напряжений $U < 1$ $m \rightarrow 3$ и для больших отрицательных напряжений $U < -1$ $m = 1$. Таким образом, геометрия образца и конечное сопротивление базы даже при отсутствии разогрева и рекомбинации в p - n -переходе существенно влияют на ВАХ диода и коэффициент неидеальности может лежать в пределах $1 < m < 3$.

Рассмотрим влияние сильного СВЧ поля на ВАХ p - n -перехода. Пусть часть образца находится в сильном СВЧ поле внутри волновода. Для простоты предположим, что электроны и дырки имеют одинаковые температуры $\theta_e = \theta_h$. Плотность тока через p - n -переход представим вне волновода, $0 < z < l_1$, в виде

$$j_c = j_{sc} \left[e^{U(z)} - 1 \right], \quad (15)$$

а внутри волновода, $l_1 < z < l$, в виде

$$j_h = j_{sh} \left[e^{\varphi_0 - \frac{\varphi_0 - U(z) - \bar{U}_c}{\theta_e}} - 1 \right]. \quad (16)$$

Здесь $U(z)$ определяется соотношением (5).

Полный ток через диод определяется следующим интегралом по сечению образца:

$$I = \int_0^{l_1} j_{sc} \left[e^{U(z)} - 1 \right] dz + \int_{l_1}^l j_{sh} \left[e^{\varphi_0 - \frac{\varphi_0 - U(z) - \bar{U}_c}{\theta_e}} - 1 \right] dz. \quad (17)$$

Используя теорему о среднем значении, это выражение представим в виде

$$I = I_{sc} \frac{l_1}{l} \left(e^{U_0 - \bar{U}_c} - 1 \right) + I_{sh} \frac{l - l_1}{l} \left(e^{\varphi_0 - \frac{\varphi_0 - U_0 + \bar{U}_h - \bar{U}_c}{\theta_e}} - 1 \right). \quad (18)$$

Здесь первое слагаемое выражает ток через холодную часть диода, а второе — ток через горячую часть, \bar{U}_c и \bar{U}_h связаны с падением напряжения в холодной и горячей частях диода.

Проанализируем (18). В частном случае, когда $l_1 \ll l$ и также не учитывается искажение СВЧ волны ($\bar{U}_\sim = 0$), для ВАХ получаем

$$I = I_s \left(e^{\varphi_0 - \frac{\varphi_0 - U_0}{\theta_e}} - 1 \right).$$

Это выражение совпадает с результатами известной работы [3].

Рассмотрим режим короткого замыкания, когда напряжение на зажимах диода равно нулю, $U_0 = 0$. Тогда для тока короткого замыкания из (18) имеем

$$I_{sc} = \frac{l_1}{l} I_{sc} \left(e^{-\bar{U}_c} - 1 \right) + \frac{l - l_1}{l} I_{sh} \left(e^{\varphi_0 - \frac{\varphi_0 + \bar{U}_h - \bar{U}_\sim}{\theta_e}} - 1 \right). \quad (19)$$

Отсюда следует, что когда искажение СВЧ волны внутри образца не мало ($\bar{U}_\sim > \bar{U}_h$), токи короткого замыкания могут быть аномально большими даже в отсутствие заметного разогрева ($\theta_e = 1$). Такие большие токи до начала разогрева наблюдались в работах [1,2]. В выражении (19) ток через холодную часть диода намного меньше тока короткого замыкания в горячей части. В этом случае первым членом (19) можно пренебречь. Тогда по зависимости тока короткого замыкания от температуры носителей можно определить эффективную высоту барьера. Формула (19) дает для эффективной высоты барьера значение $\varphi_0 + \bar{U}_h - \bar{U}_\sim$. Эта величина обычно значительно меньше высоты равновесного барьера. В работе [1] из экспериментальных данных по зависимости тока короткого замыкания от температуры носителей определялись значения высоты потенциальных барьеров. Найденные значения эффективной высоты барьера для кремниевых $p-n$ -переходов оказались действительно меньше высоты равновесного барьера. Это, по-видимому, подтверждает справедливость формулы (19).

Рассмотрим режим холостого хода. Напряжение холостого хода U_{oc} определяется из следующего трансцендентного уравнения:

$$1 = \frac{l_1}{l} e^{U_{oc} - \bar{U}_c} + \left(1 - \frac{l_1}{l} \right) e^{\varphi_0(1-1/\theta_e) + (U_{oc} - \bar{U}_h + \bar{U}_\sim)/\theta_e}. \quad (20)$$

В режиме холостого хода $U_{oc} - \bar{U}_c \approx U_{oc} < 0$, и диод смещен в обратном направлении. Поэтому из (20) для напряжения холостого хода получаем

$$U_{oc} \approx -(\theta_e - 1)\varphi_0 + \bar{U}_h - \bar{U}_\sim \approx -(\theta_e - 1)\varphi_0 - \bar{U}_\sim. \quad (21)$$

Отсюда следует, что если СВЧ волна внутри образца искажается ($\bar{U}_\sim \neq 0$), то даже в отсутствие разогрева ($\theta_e = 1$), в диоде начинается значительная генерация эдс. Когда разогрев становится существенным ($\theta_e > 1$), то модуляция барьера также возрастает ($\bar{U}_\sim \gg 1$). В этом случае напряжение холостого хода может принимать аномально

большие значения. Аномально большие значения эдс в p - n -переходах в сильном СВЧ поле наблюдались в работах [1,2,5].

Рассмотрим коэффициент неидеальности диода в СВЧ поле. Используя (18) и считая $I_{sc} = I_{sh} = I_s$, получим следующее общее выражение для коэффициента неидеальности:

$$m = \frac{(l_1/l) e^{U_0 - \bar{U}_c} + (1 - l_1/l) e^{\varphi_0 - \phi}}{(l_1/l) e^{U_0 - \bar{U}_c} (1 - d\bar{U}_c/dU_0) + (1 - l_1/l) e^{\varphi_0 - \phi} (1 - d\bar{U}_h/dU_0 + d\bar{U}_\sim/dU_0)} \theta_e, \quad (22)$$

где через ϕ обозначена величина $(\varphi_0 - U_0 + \bar{U}_h - \bar{U}_\sim)/\theta_e$. Отсюда видно, что коэффициент неидеальности зависит от высоты потенциального барьера φ_0 , от внешнего смещения U_0 , размеров образца l , температуры носителей, падения напряжения в базе диода \bar{U}_h , а также искажения СВЧ волны \bar{U}_\sim . (В работе [1] наблюдалась сильная зависимость m от мощности СВЧ волны и напряжения внешнего смещения). Оценим коэффициент неидеальности в режиме короткого замыкания ($U_0 = 0$). В таком режиме ток в холодной части диода пренебрежимо мал по сравнению с током горячей части образца. В этом случае можно пренебречь первыми слагаемыми в числителе и знаменателе (22). Тогда для m получим

$$m \simeq \frac{\theta_e}{1 - d\bar{U}_h/dU_0 + d\bar{U}_\sim/dU_0}. \quad (23)$$

Если считать, что $d\bar{U}_\sim/dU_0 \ll d\bar{U}_h/dU_0$ и $\bar{U}_h = R_c I + R_h I$ (R_c — сопротивление базы холодной части, R_h — сопротивление базы горячей части), то из (23) получим

$$m = \frac{\theta_e}{1 - R_c/R_g - R_h/R_g}. \quad (24)$$

Здесь $R_g = dU_0/dI$ — дифференциальное сопротивление диода. Из (24) видно, что разогрев увеличивает m за счет θ_e , но основное увеличение m происходит за счет изменения знаменателя под воздействием СВЧ волны. Дифференциальное сопротивление диода состоит из сопротивления базы R_b и сопротивления p - n -перехода $R_g = R_b + R_{pn}$ ($R_b = R_c + R_h$). Тогда

$$m = \frac{\theta_e}{1 - R_b/(R_b + R_{pn})}. \quad (25)$$

Если $R_b \ll R_{pn}$, то

$$m = \theta_e \left(1 + \frac{R_b}{R_{pn}} \right) \simeq \theta_e \quad (26)$$

и при $\theta_e = 1$ $m = 1$. Однако если $R_b \gg R_{pn}$, то из (25) получим

$$m = \theta_e \frac{R_b}{R_{pn}} \gg 1. \quad (27)$$

В эксперименте [1], в режиме короткого замыкания и при отрицательных смещениях, по-видимому, выполняется условие $R_b > R_{pn}$. Так как $R_{pn} = \theta_e(1 + I/I_s)$, с ростом СВЧ мощности I растет быстрее, чем θ_e , и тогда m резко увеличивается с ростом мощности СВЧ волны. В этой же работе установлена сильная зависимость коэффициента неидеальности от температуры. Уменьшение температуры образца от комнатной до жидкого азота в образцах с глубокими центрами приводит к увеличению коэффициента неидеальности на порядок, а с увеличением мощности СВЧ волны это различие может достигать 2 порядков. Такая сильная зависимость от температуры, по-видимому, может быть обусловлена резким ростом сопротивления базы диода R_b при охлаждении образца. Как видно из (27), резкое увеличение R_b приводит к соответствующему росту коэффициента неидеальности, и это может объяснить аномально большие значения m .

Таким образом, учет реальной температуры образца и распределения СВЧ поля внутри диода с учетом сопротивления базы способствует пониманию аномально больших токов, эдс и коэффициента неидеальности диода. Нам представляется, что объяснения, приведенные авторами [1,2], и настоящая работа являются взаимно дополняющими друг друга и достаточно полно объясняют поведение кремниевого $p-n$ -перехода в сильном СВЧ поле.

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] А.И. Вейнгер, Л.Г. Парицкий, Э.А. Акопян, Г. Дадамирзаев. ФТП, 9, 216 (1975).
- [4] Г. Гулямов, К.Б. Умаров. ФТП, 28, 686 (1994).
- [5] С.Х. Шемирзаев, Г. Абдурахманов. *Электромагнитные взаимодействия в электронно-дырочной плазме* (Ташкент, 1977), гл. III.

Редактор Л.В. Шаронова

The influence of sample geometry on the current-voltage characteristic of $p-n$ -junction in a high SHF field

G.Gulyamov, B.Khamidova

Namangan Industrial-Technological Institute, 716003 Namagan, Uzbekistan

A study has been made of the effect of sample geometry on the current-voltage characteristic of $p-n$ -junction in a high SHF field. Consideration of the wave distortion in the diode and the real geometry of a sample may result in anomalously large magnitudes of e.m.f. and short-circuit current. It was found that the account of the diode base resistance can explain large values of the coefficient of non-ideality.